



Etude d'extensions stochastiques d'équations cinétiques pour la production de kaons sous le seuil dans les collisions d'ions lourds

M. Belkacem-Bouricha

► To cite this version:

M. Belkacem-Bouricha. Etude d'extensions stochastiques d'équations cinétiques pour la production de kaons sous le seuil dans les collisions d'ions lourds. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1992. Français. NNT : . in2p3-00010194

HAL Id: in2p3-00010194

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00010194>

Submitted on 7 Sep 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE CAEN

THESE

Gestion INIS
Doc. enreg. le 13/10/92
N° TRN : FR9300163
Destination : I,I+D,D

présentée

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité : SCIENCES

Discipline : Physique Nucléaire Théorique

par

Mohamed BELKACEM-BOURICHA

Sujet :

**Etude d'extensions stochastiques d'équations
cinétiques pour la production de kaons sous le seuil
dans les collisions d'ions lourds**

Soutenue le 3 Juillet 1992 devant le jury suivant :

Monsieur B. TAMAIN

Président

Monsieur N. ALAMANOS

Monsieur J. CUGNON

Examineurs

Monsieur J. RICHERT

Monsieur E. SURAUD

UNIVERSITE DE CAEN

THESE

présentée

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité : SCIENCES

Discipline : Physique Nucléaire Théorique

par

Mohamed BELKACEM-BOURICHA

Sujet :

**Etude d'extensions stochastiques d'équations
cinétiques pour la production de kaons sous le seuil
dans les collisions d'ions lourds**

Soutenue le 3 Juillet 1992 devant le jury suivant

Monsieur B. TAMAIN

Président

Monsieur N. ALAMANOS

Monsieur J. CUGNON

Examineurs

Monsieur J. RICHERT

Monsieur E. SURAUD

“ ... et vous n'avez reçu de la science qu'une infime partie ! ”

Coran

*A mon Père et ma Mère
Tahar et Rabia*

*A ma femme
Habiba*

A mes filles

A mon frère et mes sœurs

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à mon directeur de thèse, M. Eric Suraud, auprès de qui j'ai toujours trouvé toute l'attention, le soutien, les explications et les conseils dont j'avais besoin. Je lui suis également très reconnaissant pour sa sympathie, sa compréhension et surtout son amitié qu'il a bien voulu m'accorder.

Je remercie également M. Sakir Ayik, pour de nombreuses discussions, pour ses encouragements, ses conseils et son enthousiasme qui m'ont aidé dans l'accomplissement de ce travail.

Ma reconnaissance va également aux deux rapporteurs de cette thèse, M. Nicolas Alamanos et M. Jean Richert, pour la tâche ingrate qu'ils ont acceptée d'accomplir malgré leurs nombreuses occupations. Je remercie également M. Bernard Tamain de présider le jury de soutenance et M. Joseph Cugnon d'avoir accepté de se déplacer jusqu'à Caen pour faire partie du jury.

Je remercie M. Claude Détraz, précédent directeur du GANIL, et M. Samuel Harar, directeur du GANIL, pour la confiance qu'ils m'ont témoignée en acceptant de m'accueillir dans leur laboratoire.

Je tiens aussi à remercier M. David Boilley, mon camarade de bureau, pour sa sympathie et son amitié qui m'ont soutenu durant les deux dernières années. Je remercie aussi M. John Stryjewski avec qui j'ai eu pendant la première année de ma thèse, de longues discussions sur le déroulement de mon travail.

Mes remerciements vont également à Mme Monique Bex et Mlle Solange Geswend, pour leur assistance, leur sympathie et leur gentillesse tout au long de ma présence au GANIL.

Enfin, je remercie tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à l'élaboration de ce travail.

Ce travail a été effectué dans le cadre d'un programme Algéro-Français de formation doctorale. Il s'est déroulé au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) à Caen.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	7
CHAPITRE - I	
PRODUCTION DE KAONS.....	13
I-1 Revue des différents modèles pour la production de kaons	14
I-1-1 Kaons au dessus du seuil	14
a- Modèles thermiques.....	14
b- Modèles de collisions multiples.....	16
I-1-2 Kaons en dessous du seuil	17
a- Approche de transport théorique.....	17
b- Modèle BUU-VUU-LV.....	18
I-2 Production de kaons.....	19
I-2-1 Les collisions baryon-baryon	20
I-2-2 Les collisions pion-nucléon	23
I-3 Conclusion.....	23
CHAPITRE - II	
PRODUCTION DE KAONS DANS LE CADRE DE L'EQUATION DE BOLTZMANN NUCLEAIRE.....	27
II-1 Equation de Boltzmann nucléaire	27
II-2 Simulations de l'équation de Boltzmann nucléaire	29
II-2-1 Le modèle de cascade intranucléaire	30
II-2-2 La simulation Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU)	33
II-2-3 La simulation Landau-Vlasov (LV)	34
II-3 Production de kaons dans EBN	35
II-4 Résultats	36
II-4-1 Evolution en temps	37
II-4-2 Dépendance en paramètre d'impact.....	39
II-4-3 Influence des sections efficaces élémentaires sur la section efficace totale.....	42
II-4-4 Effets du champ moyen sur les sections efficaces	44
II-4-5 Comparaison avec d'autres calculs théoriques	46
II-5 Kaons à très basses énergies.....	48
II-6 Conclusion.....	49

CHAPITRE - III

PRODUCTION DE KAONS DANS LE CADRE DE L'EQUATION DE BOLTZMANN-LANGEVIN 53

III-1 L'Equation de Boltzmann-Langevin 53

III-2 Simulation numérique de EBL..... 57

III-2-1 Méthode de projection 58

III-2-2 Projection sur le moment quadrupolaire 61

III-2-3 projection sur les moments quadrupolaire et octopolaire 63

III-3 Applications aux collisions entre ions lourds 65

III-3-1 Propriétés globales de EBL 65

III-3-2 Troncation de l'expansion multipolaire de la distribution d'impulsions 71

III-3-3 Comparaison avec un système isolé 77

III-3-4 Evolution des fluctuations en fonction de l'énergie.. 77

III-3-5 Conclusion..... 81

III-4 Production de kaons dans EBL 81

III-4-1 Fluctuations et production de kaons..... 82

III-4-2 Comparaison entre les différentes simulations EBL. 87

III-4-3 Comparaison avec EBN 88

III-5 Kaons dans EBL à très basses énergies 89

III-6 Conclusion 89

CHAPITRE - IV

PRODUCTION DE KAONS TRES EN DESSOUS DU SEUIL NUCLEON-NUCLEON 93

IV-I Modèle de gaz de Fermi 95

IV-2 Modèle gaussien..... 98

IV-2-1 Description du modèle 98

IV-2-2 Comparaison avec la simulation numérique.....103

IV-2-3 Production de kaons très en dessous du seuil105

IV-3 Conclusion106

CONCLUSION GENERALE.....111

BIBLIOGRAPHIE.....113

5/6

INTRODUCTION

INTRODUCTION

L'étude de la production de particules dans les collisions entre ions lourds à des énergies incidentes inférieures au seuil de production nucléon-nucléon libre, est d'un grand intérêt. Elle peut-être reliée à l'évolution en temps de la densité nucléaire durant la collision qui en retour, pourrait donner des informations sur l'équation d'état de la matière nucléaire sous des conditions extrêmes (c.à.d, à hautes températures et/ou à hautes densités) [1-7, 13]. En effet, les résultats expérimentaux obtenus dans l'étude des collisions entre ions lourds montrent que celles-ci donnent accès à de larges gammes de densités et de températures. Cependant, à cause des forts effets dynamiques qui se manifestent lors d'une collision, il est très difficile d'accéder à l'équation d'état directement à partir des résultats expérimentaux. On peut par contre, espérer extraire des informations sur les propriétés de la matière dense, en comparant les résultats de modèles théoriques dynamiques comme le modèle de la cascade intranucléaire ou les simulations de l'équation de Boltzmann nucléaire, aux données expérimentales. D'un autre côté, cette étude peut aider à élucider la question de la production de particules: est-ce un processus collectif ou bien, peut-elle être parfaitement expliquée par les processus de productions successives? En effet, en comparant aux données expérimentales les résultats obtenus avec des modèles où l'on fait implicitement une hypothèse de production de particules par mécanisme incohérent (*), on peut conclure si oui ou non la production de particules est un processus collectif.

Dans la recherche des propriétés de la matière nucléaire, on a évoqué l'écoulement latéral des nucléons (flot) dans les collisions d'ions lourds comme pouvant être un signal clair pour la dureté de l'équation d'état, mais des études menées par différents groupes, basées sur des simulations microscopiques des réactions d'ions lourds montrèrent que l'écoulement latéral observé est en fait sensible à la combinaison de trois effets physiques : la compressibilité de la matière nucléaire (c.à.d, l'équation d'état), la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu et la dépendance en impulsions de l'interaction nucléon-nucléon [8-

(*) Dans cette hypothèse, les particules sont produites dans les collisions à deux corps successives.

10]. De plus, l'écoulement latéral qui est une observable à un corps ne donne que des informations moyennées sur la collision. Pour avoir des informations précises sur la dynamique de la réaction, il faudrait disposer de sondes sensibles aux premières étapes de la collision et plus précisément aux caractéristiques de la zone dense et chaude et peu affectées par la phase finale de la collision. L'émission de particules énergétiques dans les collisions d'ions lourds peut constituer de telles sondes dans certaines conditions.

La production de pions fut tout d'abord évoquée comme sonde possible de l'équation d'état de la matière nucléaire. Ceci était basé sur le fait que la production de pions observée dans la réaction $^{40}\text{Ar} + \text{KCl}$ au-delà de 400 MeV/n était sensiblement plus petite que la prédiction du modèle de cascade intranucléaire (fig. 0-1). Cette réduction fut attribuée au fait qu'une partie de l'énergie disponible est emmagasinée sous forme de compression de la matière et n'est donc pas utilisée dans la production de particules. Cet effet n'est pas pris en compte par le modèle de cascade intranucléaire qui ne contient pas de champ moyen, d'où le désaccord entre les prédictions théoriques et les résultats expérimentaux [3, 11]. Mais, des calculs plus détaillés [12] basés sur l'équation de Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) et donc prenant en compte les effets de compression (ie de champ moyen), montrèrent que la production de pions était en fait très peu sensible à l'équation d'état (tableau 0-1). D'autre part, comme on est surtout intéressé par la zone chaude et dense de la collision, les pions, bien qu'ils puissent être énergétiquement créés dans cette zone de la collision, sont réabsorbés et rediffusés plusieurs fois par le milieu environnant avant de sortir du système. Ceci est dû à la grande section efficace d'interaction pion-nucléon. Les caractéristiques des pions effectivement détectés sont ainsi bien différentes de celles des pions initialement produits.

E_{Lab} (MeV/n)	Equation d'Etat			Cascade	Expérience
	Dure	Dure, sans blocage de Pauli	Douce		
360	1.1 ± 0.05	1.17 ± 0.06	1.3 ± 0.04	0.8	0.2
722	3.3 ± 0.07	3.4 ± 0.06	3.4 ± 0.08	3.3	1.6

Tableau (0-1): Multiplicités de pions négatifs dans les collisions $\text{Ar} + \text{KCl}$ (G. F. Bertsch, H. Kruse et S. Das Gupta, *Phys. Rev. C* 29 (1984) 673). Les colonnes 2, 3 et 4 contiennent les résultats de calculs basés sur une approche BUU avec respectivement un champ moyen dur, un champ moyen dur mais sans blocage de Pauli et un champ moyen doux. La colonne 5 contient les résultats d'un calcul de cascade intranucléaire et la colonne 6 les résultats expérimentaux.

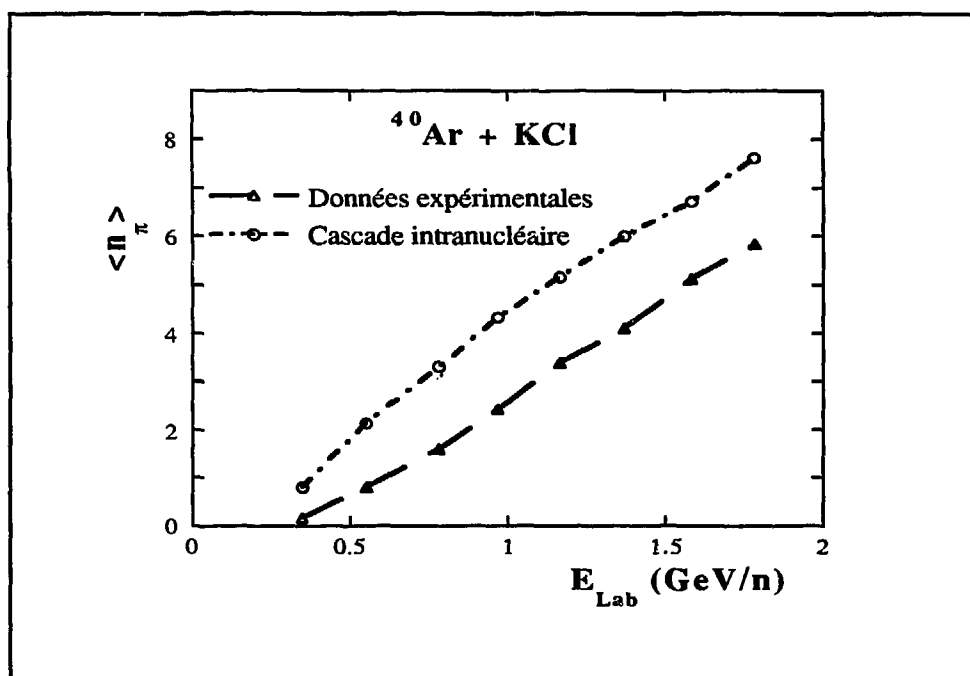


Fig. (0-1): Multiplicité moyenne des pions négatifs dans une collision centrale Ar + KCl en fonction de l'énergie de bombardement. Les triangles représentent les points expérimentaux et les cercles les prédictions du modèle de cascade intranucléaire.

Les photons eux, souffrent peu de la réabsorption par le milieu nucléaire à cause de leur faible interaction avec les nucléons (interaction électromagnétique). Ils pourraient donc transmettre directement des informations sur la zone chaude. Malheureusement, on s'est rendu compte que pratiquement dans chaque collision proton-neutron (et avec une probabilité moindre dans les collisions proton-proton), des photons sont produits. Comme il n'y a que peu de nucléons dans la zone de haute densité, la majorité des photons viennent des zones avoisinantes où la compression est moindre. De plus, aux énergies supérieures à 100 MeV/n, il faut ajouter aux photons produits dans les collisions nucléon-nucléon, les photons provenant de la désexcitation des pions neutres créés dans la collision. Ceci rend encore plus compliquée l'identification des photons provenant de la zone dense. Ainsi les photons observés ne proviennent pas tous de la partie intéressante de la collision et la production de photons serait peu sensible à l'équation d'état de la matière nucléaire [13, 14].

Dans ce contexte, les kaons chargés positivement suscitent depuis quelques années beaucoup d'intérêt. En effet, comme les photons, ils présentent l'avantage

de n'interagir que très faiblement avec le milieu nucléaire (à cause de la conservation de l'étrangeté), et donc subissent peu les effets des dernières étapes de la collision. De plus, les kaons ne sont produits qu'avec un nucléon dans l'état final (au contraire des pions ou des photons qui sont produits avec deux nucléons dans l'état final). Ainsi les effets du blocage de Pauli, qui augmentent avec la densité, sont réduits et la section efficace de production de kaons augmentée. D'un autre côté, si on veut que la production de particules soit sensible aux zones denses et chaudes de la collision, il faut se placer dans une gamme d'énergies en dessous du seuil de production nucléon-nucléon. En effet, au dessus du seuil nucléon-nucléon, les particules sont majoritairement produites dans les premières collisions à deux corps (collisions de première chance) et ne sont donc pas sensibles aux effets de la compression qui a lieu un peu plus tard dans la collision. La situation est différente en dessous du seuil nucléon-nucléon où les nucléons doivent collisionner plusieurs fois avant d'acquérir suffisamment d'énergie pour pouvoir produire une particule. Si de plus, on veut tester l'équation d'état à hautes densités ($\rho \approx 2-3\rho_0$), on doit se placer à relativement haute énergie incidente, ie $E_{\text{Lab}} \geq 500 \text{ MeV/n}$ [13]. Comme les seuils de production nucléon-nucléon des mésons π^+ , K^+ et η sont respectivement à 0.29 GeV, 1.59 GeV et 1.26 GeV (voir chap. I pour les seuils de production), ces deux critères limitent notre étude aux mésons K^+ et η . De plus, comme on a très peu de données sur le méson η , on se limitera à l'étude du kaon K^+ .

On se propose donc dans ce travail d'étudier la production de kaons positifs dans les collisions d'ions lourds en dessous du seuil de production nucléon-nucléon libre.

11/12

CHAPITRE - I

PRODUCTION DE KAONS

CHAPITRE - I

PRODUCTION DE KAONS

Depuis quelques années, l'étude de la production de kaons a suscité beaucoup d'intérêt et de nombreux calculs théoriques ont été effectués dans le but, au début, de reproduire les seuls résultats expérimentaux existants alors à 2.1 GeV pour différents systèmes [18], puis dans le but d'extraire des informations sur l'équation d'état de la matière nucléaire.

Dans ce qui suit, nous allons nous intéresser aux modèles développés pour étudier la production de kaons. On citera brièvement les modèles utilisés pour étudier les kaons au dessus du seuil de production nucléon-nucléon libre puis on s'attardera plus longuement sur les modèles développés pour étudier les kaons dans des régimes d'énergie sous le seuil. Rappelons que le seuil de production d'une particule est défini comme étant l'énergie cinétique minimum du projectile pour que la collision puisse énergétiquement donner cette particule. Considérons la réaction suivante :



Le carré de l'énergie centre de masse de cette réaction est donné par

$$S = (E_A + E_B)^2 - (\vec{p}_A + \vec{p}_B)^2$$

où E_A , E_B , p_A et p_B désignent respectivement les énergies totales et les impulsions des particules A et B. Elles sont données par (la particule B étant au repos)

$$E_A = m_A + E_{\text{Lab}}$$

$$E_B = m_B$$

$$p_A^2 = E_A^2 - m_A^2 = (E_{\text{Lab}} + m_A)^2 - m_A^2$$

où E_{Lab} désigne l'énergie incidente de la particule A et m_A et m_B les masses des particules A et B. On obtient alors pour l'énergie centre de masse

$$S = 2E_{\text{Lab}}m_B + (m_A + m_B)^2$$

Comme on cherche à calculer l'énergie seuil de production de la particule C (par exemple) produites avec les particules D, E, ... dans la collision A + B, les impulsions de toutes les particules de l'état final sont nulles. L'énergie centre de masse de l'état final est alors donnée par

$$S = (m_C + m_D + m_E + \dots)^2$$

On obtient donc pour l'énergie seuil de production de C dans la collision A + B

$$E_{\text{Lab}}^{\text{seuil}} (A + B \rightarrow C + D + E + \dots) = \frac{(M_F + M_I)(M_F - M_I)}{2 m_B}$$

où M_I et M_F désignent respectivement les masses totales initiale et finale $M_I = m_A + m_B$ et $M_F = m_C + m_D + m_E + \dots$

Pour les kaons, le seuil de production nucléon-nucléon est à 1.58 GeV quand le kaon est produit avec un nucléon et un hyperon lambda et à 1.79 GeV quand il est produit avec un nucléon et un hyperon sigma (voir plus loin mécanismes de production).

I-1 Revue des différents modèles pour la production de kaons

I-1-1 Kaons au dessus du seuil

a- Modèles thermiques

La production de kaons a été étudiée dans un modèle purement thermique où l'on suppose un équilibre chimique entre tous les hadrons présents : le modèle de la boule de feu [19]. Dans ce modèle, la collision est décrite comme suit : pour un paramètre d'impact donné, les nucléons appartenants à la zone de recouvrement entre le noyau projectile et le noyau cible thermalisent et forment la boule de feu. L'énergie cinétique disponible avant la collision se transforme en énergie thermique après la collision donnant naissance à la boule de feu qui se désexcite comme un gaz parfait en émettant des particules isotropiquement par rapport à son centre de masse. Les composantes de la boule de feu sont les nucléons, les deltas, les pions, les kaons et les hyperons. On suppose que toutes ces particules sont en équilibre thermique entre elles, et obéissent à des distributions de type Maxwell-Boltzmann :

$$\frac{d^3N_i}{dp^3} = \frac{(2J_i + 1) V}{(2\pi)^3} \left\{ \exp \left[\frac{(p^2 + m_i^2)^{1/2}}{T} - b_i \alpha_1 - q_i \alpha_2 - s_i \alpha_3 \right] \pm 1 \right\}^{-1} \quad (\text{I-1})$$

où J_i , m_i , b_i , q_i et s_i sont respectivement le spin, la masse, le nombre baryonique, la charge et l'étrangeté de la particule de type i . Les facteurs α_1 , α_2 et α_3 ainsi que la température T sont donnés par la conservation du nombre baryonique, de la charge, de l'étrangeté et de l'énergie de la boule de feu. Avec ce modèle, les pentes des spectres expérimentaux de la collision Ne + NaF à 2.1 GeV/n sont raisonnablement bien reproduites mais les sections efficaces inclusives sont beaucoup surestimées [19].

Ces calculs de boule de feu ont été améliorés en utilisant un modèle d'espace de phase avec des taux réalistes de production de K^+ [20]. Dans ce modèle, la collision est divisée en sous processus impliquant un nombre moindre de particules. La section efficace de production de particules peut-être écrite comme une somme incohérente sur tous les sous processus considérés

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \sum_{M,N} \sigma_{AB}(M, N) F_{MN}(\vec{p}) \quad (\text{I-2})$$

où A et B représentent le projectile et la cible et \vec{p} l'impulsion de la particule observée. Dans l'éq. (I-2), $\sigma_{AB}(M, N)$ est la section efficace du sous processus dans lequel M nucléons du projectile interagissent avec N nucléons de la cible et $F_{MN}(\vec{p})$ la distribution d'impulsions de la particule émise dans le sous processus (M, N) .

Un autre modèle basé sur une approche hydrodynamique a été proposé par Biro et al [21]. Ce modèle ressemble au modèle de la boule de feu mais l'hypothèse de l'équilibre chimique est abandonnée et les kaons sont créés ou détruits dans les collisions nucléaires durant la phase d'expansion. L'évolution en temps de la boule de feu est, dans ce modèle, décrite par des équations hydrodynamiques :

$$\begin{aligned}
\frac{\vec{u}}{\sqrt{1-u^2}} &= \vec{r} \cdot \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} \\
\frac{1}{V} \frac{d}{dt} [V n_i \langle \gamma \rangle] &= \psi_i \\
\frac{1}{V} \frac{d}{dt} [V (e \langle \gamma^2 \rangle + p \langle \gamma^2 u^2 \rangle)] &= 0 \\
\frac{1}{V} \frac{d}{dt} [V s \langle \gamma \rangle] &= - \sum_i \frac{\mu_i \psi_i}{T}
\end{aligned} \tag{I-3}$$

où \vec{u} représente le champ de vitesses, $R(t)$ le rayon de la boule de feu, γ le facteur de Lorentz $\gamma = \sqrt{1-u^2}$ et V le volume de la boule de feu $V = 4\pi R(t)^3/3$. Les quantités n_i , μ_i et ψ_i sont respectivement la densité, le potentiel chimique et le terme de source de la particule i (c.à.d. tous les processus qui donnent la particule i). Les quantités e , p et s représentent respectivement l'énergie interne, la pression et l'entropie de la boule de feu. Les notations " $\langle . \rangle$ " indiquent qu'on fait une moyenne sur le volume V .

Ces deux derniers modèles [20, 21] reproduisent assez bien les pentes des spectres expérimentaux ainsi que les sections efficaces inclusives toujours pour la collision Ne + NaF à 2.1 GeV/n mais présentent l'inconvénient de contenir au moins un paramètre libre [17].

b- Modèles de collisions multiples

L'idée de base de ces modèles est que la collision noyau-noyau est décrite par une succession de collisions binaires entre nucléons et les kaons sont produits par des mécanismes incohérents, c.à.d par les collisions nucléon-nucléon suffisamment énergétiques pour donner un kaon. Dans ce type de modèles, on a donc essentiellement besoin des sections efficaces élémentaires de production de kaons.

Le premier calcul basé sur cette approche pour étudier la production de kaons au dessus du seuil de production libre a été effectué par Randrup et Ko [16] qui utilisèrent ce que l'on appelle le modèle de rangs-sur-rangs (ou modèle de cascade linéaire) pour générer les séquences de collisions nucléon-nucléon. Les hypothèses de ce modèle font qu'il n'est applicable qu'à hautes énergies. En effet, ce modèle se base sur l'hypothèse que la propagation dynamique se situe essentiellement dans la direction parallèle au mouvement relatif des deux noyaux. Ceci est justifié par le fait qu'à haute énergie, la section efficace différentielle

nucléon-nucléon est très piquée vers l'avant. Tous les nucléons présents n'interagissent donc pas entre-eux mais un nucléon donné n'interagit qu'avec les nucléons qui se trouvent sur la même ligne droite parallèle à la direction du faisceau que lui. Une rangée de nucléons du projectile n'interagira donc qu'avec les nucléons de la cible qui appartiennent à la même rangée ce qui permet de réduire le problème à une dimension. Ce calcul reproduit assez bien les sections efficaces totales à 2.1 GeV/n ainsi que les distributions en énergie dans le centre de masse en tenant compte de la rediffusion des kaons par le milieu baryonique.

D'autres modèles basés sur la même approche comme le modèle de la cascade intranucléaire [17, 24] ou le modèle basé sur l'approche de transport théorique [22, 23] (voir sections suivantes) donnèrent aussi des résultats satisfaisants. Dans ce cas, la collision est décrite dans son intégralité (du point de vue de l'espace de phases) en considérant toutes les collisions possibles entre nucléons. Le problème n'est donc pas réduit à une dimension comme dans le modèle de rangs-sur rangs ce qui permet des calculs à des énergies de faisceau plus basses.

I-1-2 Kaons en dessous du seuil

Pour les énergies incidentes sous le seuil de production, seuls les modèles basés sur l'approche de collisions multiples ont été utilisés pour étudier la production de kaons dans les collisions d'ions lourds. En effet les autres modèles ne peuvent décrire en même temps les pentes des spectres et les sections efficaces totales (sans adjonction de paramètres libres) aux énergies au dessus du seuil de production libre.

a- Approche de transport théorique

Dans ce modèle [23, 25], on dérive une équation de transport (ou équation de diffusion) de type Fokker-Planck où le temps est remplacé par le nombre de collisions (supposé continu) en supposant que dans une collision NN individuelle, les transferts d'impulsion sont petits. Le mouvement d'un baryon du quasi-projectile ou de la quasi-cible dans la zone de recouvrement est alors traité comme un mouvement brownien si cette particule a subi plus d'une collision avec les autres particules. La première collision est traitée comme une diffusion quasi-libre (c.à.d. que les distributions de baryons après la première collision sont déterminées non-statistiquement). Cette théorie conduit à un équilibre thermique

seulement si le nombre de collisions subies par un baryon devient suffisamment élevé (à peu près six collisions). Connaissant les fonctions de distributions après chaque collision, la section efficace pour la production de kaons est donnée par une somme incohérente sur toutes les collisions binaires possibles pouvant donner énergétiquement un kaon :

$$\sigma_K = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} N_A(i) N_A(j) \sum_{m=1}^i \sum_{n=1}^j \sum_{\mu, \nu} \sigma_{mn}^{\mu \nu} \quad (\text{I-4})$$

Dans l'éq. (I-4), $\sigma_{mn}^{\mu \nu}$ est le produit de la section efficace élémentaire de production de kaons par les distributions en impulsions des deux baryons collisionnant après m-1 collisions pour l'un et n-1 collisions pour l'autre. La quantité $N_A(i)$ est le nombre de baryons qui ont subi i collisions binaires dans la réaction entre les deux noyaux de masse A.

Ce modèle décrit assez bien les sections efficaces totales pour la collision Ne + NaF à 2.1 GeV/n ainsi que les spectres des sections efficaces différentielles en incluant dans les calculs la diffusion élastique des kaons sur les baryons du milieu nucléaire. Mais comme ce modèle ne tient pas compte des effets de compression, on s'attend à ce qu'il surestime les sections efficaces dans la gamme d'énergies sous le seuil, là où justement on pense que les effets de compression sont importants [26]. En effet, une partie de l'énergie disponible sera emmagasinée dans la compression et ne sera donc pas utilisée pour la production de kaons.

b- Modèle BUU-VUU-LV

Ce modèle a été beaucoup utilisé pour étudier la production de kaons sous le seuil nucléon-nucléon [13, 27]. On décrira ce modèle en détail dans le chap. II. Rappelons seulement que ce modèle tient compte proprement des effets de compression. Les résultats obtenus avec ce modèle aux énergies $E_{\text{Lab}} = 800 - 1400$ MeV/n semblent en bon accord avec les résultats préliminaires obtenus à GSI (Darmstadt) avec le détecteur KAO [46].

Il est donc nécessaire pour avoir une bonne description de la production de kaons sous le seuil d'avoir un modèle qui, d'une part, utilise l'approche de collisions multiples qui seule donne des résultats satisfaisants à haute énergie, et qui d'autre part, tienne compte des effets de compression de façon réaliste. Dans ce contexte, l'équation de Boltzmann nucléaire, qui est basée sur le modèle de la

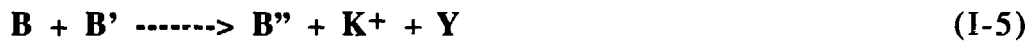
cascade intranucléaire et qui traite de manière self-consistante les effets de compression, semble bien adaptée pour décrire la production de kaons.

On se propose donc dans ce travail d'étudier la production de kaons dans les collisions d'ions lourds sous le seuil de production nucléon-nucléon libre dans le cadre de l'équation de Boltzmann nucléaire [7, 28] ainsi que dans le cadre d'une extension de cette équation développée récemment par Ayik et Grégoire qui tient compte de corrélations d'ordres supérieures (équation de Boltzmann-Langevin) [29].

On discutera tout d'abord des processus élémentaires de production de kaons ainsi que la formulation des sections efficaces élémentaires de production de kaons dans une approche de collisions multiples où l'on suppose que les kaons sont créés dans un mécanisme incohérent (c.à.d dans les collisions particule-particule élémentaires). Puis on s'intéressera plus particulièrement dans les chapitres suivants à l'étude de la production de kaons dans le cadre de l'équation de Boltzmann nucléaire et dans le cadre de l'équation de Boltzmann-Langevin.

I-2 Production de kaons

Dans l'hypothèse d'un mécanisme incohérent, les kaons sont essentiellement produits dans les collisions baryon-baryon élémentaires,



où B, B' et B'' sont soit un nucléon N soit un delta Δ et Y représente un hyperon Λ ou Σ . Les canaux secondaires de production avec les pions,



où le pion vient de la désintégration du delta : $\Delta \rightarrow \pi + N$ sont aussi pris en compte.

Nous allons aussi profiter du fait que la section efficace élémentaire de production de kaons est très petite et qu'il y a très peu de collisions baryon-baryon ou pion-nucléon qui peuvent énergétiquement donner des kaons en dessous du seuil pour traiter le problème perturbativement. Cette hypothèse n'est évidemment plus valable quand on est au dessus du seuil car toutes les collisions nucléon-nucléon sont susceptibles de donner des kaons, les nucléons étant suffisamment énergétiques. La section efficace invariante de production de kaons dans une approximation de régime perturbatif est donnée par:

$$\begin{aligned}
E_K \frac{d^3\sigma}{dp_K^3} = & \sum_c \int 2\pi b \, db \int dt \int d\vec{r} \, d\vec{p}_B d\vec{p}_{B'} f(\vec{r}, \vec{p}_B, t) f(\vec{r}, \vec{p}_{B'}, t) \\
& |\vec{v}_B - \vec{v}_{B'}| E_K \frac{d^3\sigma_c}{dp_K^3}(\vec{p}_B + \vec{p}_{B'} \rightarrow \vec{p}_K) [1 - f(\vec{r}, \vec{p}_K, t)] \\
& + \sum_{c'} \int 2\pi b \, db \int dt \int d\vec{r} \, d\vec{p}_\pi d\vec{p}_N f_\pi(\vec{r}, \vec{p}_\pi, t) f(\vec{r}, \vec{p}_N, t) \\
& |\vec{v}_\pi - \vec{v}_N| E_K \frac{d^3\sigma_{c'}}{dp_K^3}(\vec{p}_\pi + \vec{p}_N \rightarrow \vec{p}_K)
\end{aligned} \tag{I-7}$$

où $E_K d^3\sigma_c/dp_K^3$ et $E_K d^3\sigma_{c'}/dp_K^3$ sont les sections efficaces élémentaires respectivement pour les canaux (c) dans les collisions baryon-baryon (éq. (I-5)) et pour les canaux (c') dans les collisions pion-nucléon (éq. (I-6)) donnant un kaon. Les quantités $f_B = f(\vec{r}, \vec{p}_B, t)$ représentent les fonctions de distribution à un corps pour les baryons et $f_\pi(\vec{r}, \vec{p}_\pi, t)$ la fonction de distribution à un corps du pion. Le facteur $\{1 - f(\vec{r}, \vec{p}_K, t)\}$ représente le blocage de Pauli sur le baryon de l'état final de l'éq. (I-5).

Comme indiqué par l'équation (I-7), on a besoin pour étudier la production de kaons, de deux ingrédients essentiels : des sections efficaces élémentaires de production et d'un modèle qui nous donne les fonctions de distribution à un corps pour les nucléons, les deltas et les pions à chaque instant de la collision.

I-2-1 Les collisions baryon-baryon

Pour les collisions baryon-baryon, il existe plusieurs paramétrisations des sections efficaces élémentaires basées sur les quelques points expérimentaux existants à ce jour. La première paramétrisation fut proposée par Randrup et Ko [16] :

$$E_K \frac{d^3\sigma_c}{dp_K^3} = \sigma_K^c(S) \frac{E_K}{4\pi p_K^2} \frac{12}{p_{\max}} \left(1 - \frac{p_K}{p_{\max}}\right) \left(\frac{p_K}{p_{\max}}\right)^2 \tag{I-8}$$

où p_{\max} est l'impulsion maximale emportée par le kaon dans le centre de masse des deux nucléons collisionnant, à une énergie centre de masse \sqrt{S} donnée. Elle est donnée par l'expression suivante ($c = 1$) :

$$p_{\max}^2 = \frac{[S - (m_B + m_Y + m_K)^2][S - (m_B + m_Y - m_K)^2]}{4S} \quad (\text{I-9})$$

où S représente le carré de l'énergie centre de masse, et m_B , m_K et m_Y les masses respectives du baryon, du kaon et de l'hypéron. La quantité $\sigma_K^c(S)$ dans l'éq. (I-8) est donnée pour les différents canaux c par:

$$\begin{aligned} \sigma_{NN \rightarrow f} &= 72 \mu\text{b} \frac{p_{\max}}{m_K c} \\ \sigma_{N\Delta \rightarrow f} &= \frac{3}{4} \sigma_{NN \rightarrow f} \\ \sigma_{\Delta\Delta \rightarrow f} &= \frac{1}{2} \sigma_{NN \rightarrow f} \end{aligned} \quad (\text{I-10})$$

où f désigne l'un des quatre canaux de sortie possibles NAK , $N\Sigma K$, ΔAK , $\Delta\Sigma K$.

Une autre paramétrisation des sections efficaces élémentaires fut proposée par Schürmann et Zwermann [26]. Les sections efficaces différentielles sont données par la même expression que l'éq. (I-8) sauf pour la quantité $\sigma_K^c(S)$ qui vaut :

$$\begin{aligned} \sigma_{NN \rightarrow f} &= 800 \mu\text{b} [p_{\max}/(\text{GeV}/c)]^4 \\ \sigma_{N\Delta \rightarrow f} &= \frac{3}{4} \sigma_{NN \rightarrow f} \\ \sigma_{\Delta\Delta \rightarrow f} &= \frac{1}{2} \sigma_{NN \rightarrow f} \end{aligned} \quad (\text{I-11})$$

Enfin une troisième paramétrisation a été proposée par Barz et Iwe [24]. Comme précédemment, les sections efficaces différentielles sont données par la même expression que l'éq. (I-8) mais la quantité $\sigma_K^c(S)$ est paramétrisée différemment:

$$\sigma_{NN \rightarrow K} = 125 \mu\text{b} [T/\text{GeV} - 1.583]^{0.51} \quad (\text{I-12a})$$

avec

$$\sigma_{NN \rightarrow K} = \sigma_{NN \rightarrow K\Lambda N} + \sigma_{NN \rightarrow K\Sigma N} = \sigma_{NN \rightarrow K\Lambda N} (1 + R_{\Sigma\Lambda})$$

$$R_{\Sigma\Lambda} = 4.35 (T - 1.87) \exp[-4 (T - 2.1)] + 1$$

$$T = \frac{S - 4m_N^2}{2m_N} \quad (\text{I-12b})$$

L'inconvénient de cette paramétrisation est qu'elle n'est valable que pour les canaux de productions impliquant les nucléons et ne tient pas compte des autres canaux possibles.

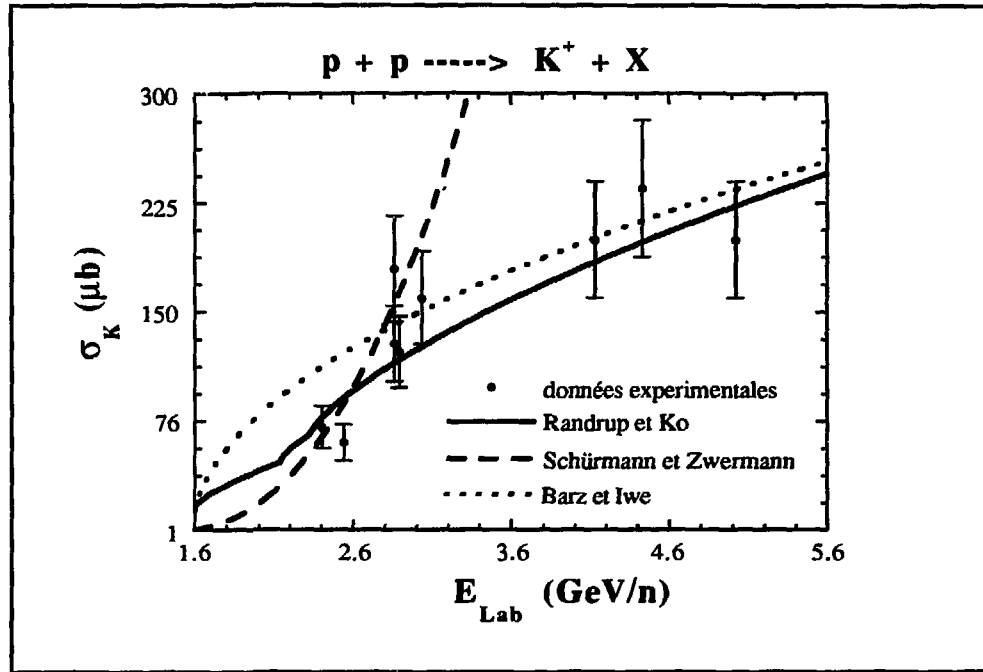


Fig. (I-1): Section efficace totale de production de kaons dans les collisions proton-proton en fonction de l'énergie de faisceau dans le laboratoire. Trait continu: paramétrisation de Randrup et Ko réf.[16]; trait discontinu: paramétrisation de Schürmann et Zwermann réf. [26] et pointillés: paramétrisation de Barz et Iwe réf. [24] (voir texte).

Sur la figure (I-1), on a représenté la section efficace totale de production de kaon dans la collision proton-proton en fonction de l'énergie disponible dans la réaction. Les trois courbes décrivent les trois paramétrisations citées précédemment et les points, les données expérimentales. On remarquera que les trois paramétrisations, malgré leurs différences, reproduisent assez bien les données expérimentales, tout au moins à basse énergie. On notera aussi que près du seuil, la deuxième paramétrisation diffère largement des deux autres. On verra dans le chapitre suivant l'effet de cette incertitude sur la production de kaons dans les collisions entre ions lourds. La première paramétrisation étant la seule à bien

reproduire les données expérimentales aussi bien à basse énergie qu'à haute énergie, on l'utilisera dans tous nos calculs ultérieurs.

I-2-2 Les collisions pion-nucléon

Pour les collisions pion-nucléon, on utilisera les paramétrisations de Cugnon et Lombard [17] qui reproduisent parfaitement les données expérimentales jusqu'à $\sqrt{S} = 3$ GeV, où \sqrt{S} représente l'énergie centre de masse de la collision,

$$\sigma_{\pi N \rightarrow \Lambda K}(\sqrt{S}) = 2.47 (\sqrt{S} - \sqrt{S_0^\Lambda}) \text{ mb/GeV} \quad (\text{I-13a})$$

pour $\sqrt{S_0^\Lambda} = m_K + m_\Lambda < \sqrt{S} < 1.7$ GeV,

$$\sigma_{\pi N \rightarrow \Lambda K}(\sqrt{S}) = \frac{0.0225 \text{ mb GeV}}{\sqrt{S} - 1.6 \text{ GeV}} \quad (\text{I-13b})$$

pour $\sqrt{S} > 1.7$ GeV,

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi N \rightarrow \Sigma K}(\sqrt{S}) = 0.803 (\sqrt{S} - \sqrt{S_0^\Sigma}) \text{ mb/GeV} + \\ 0.125 [1 - 0.75 \text{ GeV}^{-1} (\sqrt{S} - 1.682 \text{ GeV})] \text{ mb} \end{aligned} \quad (\text{I-13c})$$

pour $\sqrt{S_0^\Sigma} = m_K + m_\Sigma < \sqrt{S} < 1.9$ GeV et

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi N \rightarrow \Sigma K}(\sqrt{S}) = \frac{0.035 \text{ mb GeV}}{\sqrt{S} - 1.7 \text{ GeV}} + \\ 0.125 [1 - 0.75 \text{ GeV}^{-1} (\sqrt{S} - 1.682 \text{ GeV})] \text{ mb} \end{aligned} \quad (\text{I-13d})$$

pour $\sqrt{S} > 1.9$ GeV. Les sections efficaces différentielles sont supposées isotropes dans le centre de masse du système πN .

I-3 Conclusion

Dans ce chapitre, on a passé en revue quelques uns des modèles utilisés pour étudier la production de kaons au dessus et en dessous du seuil de production nucléon-nucléon. On a vu qu'il était nécessaire pour avoir une bonne description de la production de kaons sous le seuil d'utiliser un modèle qui utilise l'approche de collisions multiples et qui tient compte des effets de compression de façon

réaliste. On a vu aussi comment s'exprime la section efficace de production de kaons dans un mécanisme de production incohérent avec les différents canaux de production.

25/26

CHAPITRE - II

PRODUCTION DE KAONS DANS LE CADRE DE L'EQUATION DE BOLTZMANN NUCLEAIRE

CHAPITRE - II

PRODUCTION DE KAONS DANS LE CADRE DE L'EQUATION DE BOLTZMANN NUCLEAIRE

On se propose dans ce chapitre d'étudier la production de kaons dans le cadre de l'équation de Boltzmann nucléaire. On utilisera le nom "Equation de Boltzmann Nucléaire" (EBN) pour désigner l'équation de transport pour la fonction de distribution à un corps dans l'espace des phases $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$, laissant les appellations Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU), Vlasov-Uehling-Uhlenbeck (VUU) [34,35], Landau-Vlasov (LV) [7,36] aux différentes simulations de l'équation de Boltzmann. On commencera par donner un aperçu sur l'équation de Boltzmann nucléaire ainsi que sur les méthodes de résolution ou plus précisément, sur les méthodes de simulation de cette équation, puis on passera à l'étude de la production de kaons dans le cadre de cette équation.

II-1 Equation de Boltzmann nucléaire

L'équation de Boltzmann nucléaire a été originalement proposée par Nordheim en 1928 [30] et par Uehling et Uhlenbeck en 1933 [31] pour des systèmes de fermions interagissant faiblement. Elle décrit l'évolution en temps de la fonction de distribution à un corps dans l'espace de phase. Nous nous limiterons ici à introduire directement l'équation de Boltzmann et renvoyons le lecteur aux références [37] pour une dérivation de EBN basée sur la hiérarchie BBGKY ou aux références [38] pour une dérivation auto-cohérente et non perturbative de l'équation. L'équation de Boltzmann s'écrit dans le cas d'un potentiel moyen à un corps U

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\nabla}_p H \cdot \vec{\nabla}_r - \vec{\nabla}_r U \cdot \vec{\nabla}_p \right) f(\vec{r}, \vec{p}, t) = K(f) \quad (\text{II-1})$$

où H désigne l'Hamiltonien du système $H = \frac{p^2}{2m} + U$. K(f) désigne le terme de collisions donné par:

$$K(f(\vec{r}, \vec{p}, t)) = \frac{4}{(2\pi)^3} \int d\vec{p}_2 d\vec{p}_3 \int d\Omega |\vec{v} - \vec{v}_2| \frac{d\sigma}{d\Omega} \delta(\vec{p} + \vec{p}_2 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4) \\ \{f_3 f_4 (1 - f)(1 - f_2) - f f_2 (1 - f_3)(1 - f_4)\} \quad (\text{II-2})$$

où $f_j = f(\vec{r}, \vec{p}_j, t)$ et $d\sigma/d\Omega$ désigne la section efficace élémentaire nucléon-nucléon dans le milieu. Les facteurs $(1 - f_j)$ représentent le blocage de Pauli sur la particule j propre aux systèmes de fermions en interaction. L'équation de Boltzmann sans second membre (où l'on annule le terme de collisions) est communément appelée équation de Vlasov. En principe la section efficace élémentaire nucléon-nucléon $d\sigma/d\Omega$ et le potentiel moyen U sont donnés directement par la dérivation de l'équation à partir de la réduction du problème à N corps, mais dans la pratique le calcul de U et $d\sigma/d\Omega$ dans ce contexte s'avère très difficile. En général, on se contente donc d'une paramétrisation simple de U donnant les propriétés de saturation de la matière nucléaire infinie et l'on évalue $d\sigma/d\Omega$ en renormalisant la section efficace nucléon-nucléon libre expérimentale par un facteur simulant les effets de milieu. A basses énergies incidentes ($E_{\text{Lab}} \leq 100 \text{ MeV/n}$), la dépendance en impulsions du champ moyen est petite et on peut utiliser une interaction indépendantes des impulsions. Une paramétrisation raisonnable à basses énergies du potentiel moyen est donnée par (force de type Skyrme):

$$U(\rho(\vec{r})) = A(\rho/\rho_0) + B(\rho/\rho_0)^\sigma \quad (\text{II-3})$$

où ρ désigne la densité de nucléons et ρ_0 la densité de saturation $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$. Les constantes $A < 0$ et $B > 0$ sont déterminées par les données expérimentales sur la saturation et l'exposant σ est relié à la compressibilité K_∞ de la matière nucléaire. A plus hautes énergies ($E_{\text{Lab}} \geq 100 \text{ MeV/n}$), la dépendance en impulsions du champ moyen devient importante et on ne peut plus la négliger si on veut avoir une bonne description de la collision. Comme on ne dispose pas de cette interaction, il nous semble plus approprié (comme on le verra plus loin) d'utiliser alors une interaction nulle plutôt qu'une interaction n'incluant pas la dépendance en impulsions.

Pour la section efficace nucléon-nucléon, il existe plusieurs paramétrisations, la plupart basées sur la section efficace libre, mais la plus communément utilisée dans les simulations de l'équation de Boltzmann est celle proposée par Cugnon et al [32]. Sur la fig. (II-1), on a représenté en fonction de l'énergie des nucléons dans le laboratoire, deux paramétrisations différentes de la

section efficace élastique nucléon-nucléon en comparaison avec la section efficace expérimentale libre [33]. La courbe en trait continu représente la paramétrisation de Cugnon et al [32]. Elle est basée sur un ajustement des diffusions élastiques proton-proton. La courbe en trait discontinu représente la paramétrisation de Cassing et al [13]. Cette paramétrisation a été dérivée d'une manière self-consistante à partir d'une matrice de Brückner phénoménologique. La courbe en pointillés représente la section efficace nucléon-nucléon libre moyennée sur les protons et les neutrons. Les deux paramétrisations sont substantiellement plus petites que la section efficace libre à basses énergies mais sont pratiquement égales à cette dernière à hautes énergies.

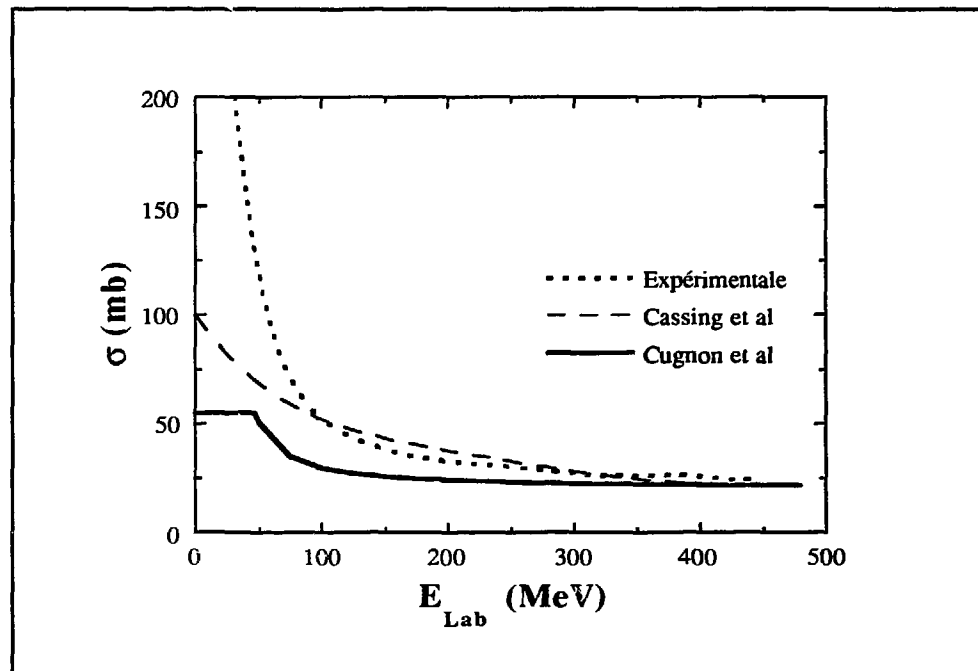


Fig. (II-1): Comparaison entre deux paramétrisations de la section efficace élastique nucléon-nucléon. La section efficace est représenté en fonction de l'énergie incidente. La courbe en trait continu représente la paramétrisation de Cugnon et al [32] et la courbe en trait discontinu celle de Cassing et al [13]. La courbe en pointillés représente la section efficace nucléon-nucléon libre [33].

II.2 Simulations de l'équation de Boltzmann nucléaire

Dans le cas des collisions nucléaires, la résolution directe de l'équation de Boltzmann est extrêmement difficile (problème à 7 dimensions). Il est alors tout à

fait légitime de passer par des méthodes approximatives de résolution de l'équation, ou plus précisément de "simulation" de l'équation de Boltzmann nucléaire. La plus connue et la plus utilisée de ces méthodes de simulation est la méthode particulaire. L'idée de base de cette méthode est de représenter la fonction de distribution à un corps par un ensemble de N particules test $\{\vec{r}_i(t), \vec{p}_i(t)\}$ qui évoluent au cours du temps

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \omega \sum_{i=1}^N \delta(\vec{r} - \vec{r}_i(t)) \delta(\vec{p} - \vec{p}_i(t)) \quad (\text{II-4})$$

où ω est le poids des particules test, défini par la normalisation de $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$

$$\frac{g}{h^3} \int d\vec{r} d\vec{p} f(\vec{r}, \vec{p}, t) = A \quad (\text{II-5})$$

g étant le facteur de dégénérescence spin-isospin.

La simulation de l'équation de Boltzmann nucléaire dans l'esprit de cette méthode se fait en deux étapes. La première étape consiste à faire évoluer en temps la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ suivant l'équation de Vlasov seulement, et dans une seconde étape, on évalue l'effet du terme de collision sur la fonction $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$. Une substitution directe de l'équation (II-4) dans l'équation de Vlasov (évolution champ moyen) montre que les particules test obéissent aux équations de Hamilton:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{r}_i}{dt} &= \vec{\nabla}_{\vec{p}_i} H \\ \frac{d\vec{p}_i}{dt} &= - \vec{\nabla}_{\vec{r}_i} U \end{aligned} \quad (\text{II-6})$$

Il existe actuellement plusieurs algorithmes plus ou moins sophistiqués basés sur cette méthode pour simuler EBN. On se limitera dans la suite à décrire trois des plus connues, en l'occurrence le modèle de cascade intranucléaire, la simulation BUU et la simulation Landau-Vlasov.

II-2-1 Le modèle de cascade intranucléaire

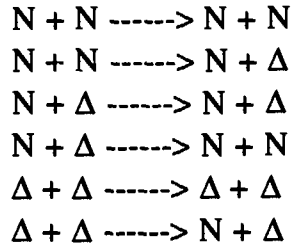
Le modèle de cascade intranucléaire a été introduit initialement comme un modèle classique complètement microscopique pouvant traiter des problèmes avec

un grand nombre de degrés de liberté (jusqu'à des milliers). Il constitue également une bonne simulation de l'équation de Boltzmann classique. En ce sens, il ne simule donc qu'une partie de l'équation de Boltzmann nucléaire précédente (en effet le modèle de cascade tel qu'introduit initialement ne tenait pas compte des effets de champ moyen ni de blocage de Pauli).

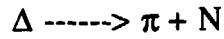
Le modèle de cascade intranucléaire décrit la réaction comme une suite de collisions binaires indépendantes entre des particules sur couche et se produisant comme dans l'espace libre. Chaque noyau est initialement considéré comme une collection de nucléons ponctuels distribués d'une façon aléatoire, en espace réel dans deux sphères de rayon $R = r_0 A^{1/3}$ avec $r_0 = 1.12$ fm, et en espace des impulsions dans deux sphères de rayon l'impulsion de Fermi $P_F = 270$ MeV/c, séparées par l'impulsion relative des deux noyaux donnée par $P_0 = [m E_{Lab}]^{1/2}$ où E_{Lab} représente l'énergie incidente par nucléon et m la masse du nucléon. Le temps de la collision des deux noyaux est divisé en intervalles δt et à chaque intervalle, on examine toutes les paires de particules pour voir si elles ont collisionné ou non. Comme il n'y a pas de champ moyen, les particules se propagent en ligne droite jusqu'à ce qu'une paire de particules passe par sa distance minimum d'approche d_{min} . Si celle-ci est trop grande, le mouvement n'est pas perturbé. Si, par contre,

$$\pi d_{min}^2 \leq \sigma_{tot}(\sqrt{s}) \quad (II-7)$$

où σ_{tot} est la section efficace totale nucléon-nucléon pour l'énergie centre de masse \sqrt{s} de la paire, alors les particules collisionnent. L'intervalle de temps δt doit être choisi suffisamment petit pour que la probabilité qu'une particule donnée collisionne plus d'une fois dans cet intervalle de temps soit petite. Les impulsions des particules après la collision sont choisies en accord avec les lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie. Ces lois de conservation ne fixent pas en fait tous les degrés de liberté ce qui fait qu'il reste deux degrés de liberté qui sont choisis au hasard. Cette composante aléatoire dans le choix des impulsions finales introduit des fluctuations numériques qui ne sont pas présentes dans l'équation de Boltzmann. Après la collision, le mouvement rectiligne des particules reprend jusqu'à ce qu'une nouvelle paire de particules réalise sa distance minimum d'approche. Le calcul est renouvelé plusieurs fois et les observables sont calculées par moyenne d'ensemble. Les particules peuvent collisionner élastiquement ou inélastiquement. Si plusieurs voies de sortie sont ouvertes, la voie finale sera choisie en proportion des différentes sections efficaces élémentaires. Les voies de sortie communément utilisées dans ce modèle sont les suivantes:



Les détails des paramétrisations des sections efficaces pour tous ces canaux sont donnés dans la référence [7] (voir fig. (II-2)). Dans ce modèle, les pions sont fournis par la désintégration du delta donnant un nucléon et un pion



La durée de vie du delta vaut

$$\tau = h/\Gamma_0 \quad (\text{II-8})$$

avec $\Gamma_0 = 115 \text{ MeV}$.

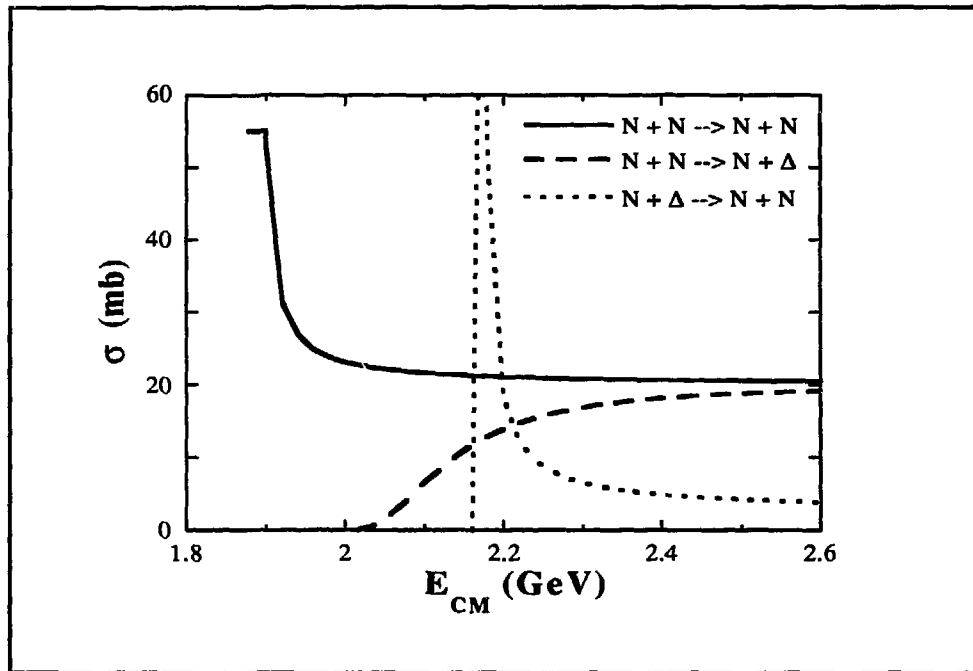


Fig. (II-2): Sections efficaces élémentaires utilisées dans les calculs [7].

Comme on l'avait précisé précédemment, le modèle de cascade intranucléaire constitue en fait une simulation de l'équation de Boltzmann. En

effet, dans ce modèle on fait l'hypothèse implicite que la fonction de distribution à un corps s'écrit sous la forme éq. (II-4) où l'on a remplacé les particules test par des nucléons ponctuels et où N est le nombre de nucléons dans les deux noyaux. Ces nucléons ponctuels évoluent alors suivant l'équation (II-6) où l'on a mis le champ moyen U égal à zéro

$$\begin{aligned}\frac{d\vec{r}_i}{dt} &= \frac{\vec{p}_i}{m} \\ \frac{d\vec{p}_i}{dt} &= 0\end{aligned}\tag{II-9}$$

Le terme de collision quant à lui est simulé comme décrit précédemment. Il est intéressant de noter que toutes les simulations de l'équation de Boltzmann nucléaire se basent sur la cascade intranucléaire pour simuler le terme de collision.

Les principaux inconvénients du modèle de cascade intranucléaire résident dans le fait qu'il ne tient pas compte des effets de blocage de Pauli ni de champ moyen. A hautes énergies ($E_{\text{Lab}} \approx 1-2 \text{ GeV/n}$), ces deux effets ne sont pas très importants et le modèle de cascade donne des résultats satisfaisants notamment en ce qui concerne la production de particules. Mais à plus basses énergies, ces deux effets deviennent importants et on ne peut plus les négliger. Un autre inconvénient de cette simulation est l'introduction de fluctuations numériques qui ne sont pas présentes dans EBN du fait de l'élément aléatoire introduit dans le choix des angles de diffusion. Ces fluctuations numériques sont d'autant plus importantes que le système considéré est petit. On verra par la suite comment on peut corriger ou tout au moins atténuer ces fluctuations numériques dans la simulation de l'équation de Boltzmann.

II-2-2 La simulation Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU)

Cette simulation [34, 35] ressemble au modèle de cascade intranucléaire mais elle tient compte des effets de champ moyen (c.à.d que l'évolution en temps des particules obéit aux éq. (II-6)) et du blocage de Pauli. Pour évaluer ces deux quantités, l'expansion limitée de la fonction de distribution donnée par l'éq. (II-4) s'avère insuffisante pour obtenir une distribution suffisamment lisse. Pour éviter ce problème, on considère qu'un événement BUU est constitué de plusieurs (une centaine) événements cascade parallèles, ce qui fait que pour évaluer la densité dans une cellule de l'espace de phase, on compte toutes les particules dans cette

cellule appartenant à tous les événements cascade (ce qui permet d'avoir une densité assez lisse pour notre calcul). Par contre, en ce qui concerne le terme de collisions, les événements cascade faisant partie du même événement BUU n'interféreront pas entre eux, c.à.d que les particules d'un événement cascade n'interagiront qu'avec des particules appartenant au même événement cascade et n'interagiront pas avec les particules appartenant aux autres événements qui constituent le calcul BUU.

Le principal problème numérique dans cette simulation est l'évaluation des facteurs de blocage de Pauli $(1 - f)$ à basse énergie. Le nombre d'occupation $f(\vec{r}, \vec{p})$ est déterminé par l'examen du voisinage proche dans l'espace de phase de l'état final à chaque fois qu'une collision a lieu. Le nombre d'occupation est ainsi donné par:

$$f(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{1}{N_0 \Omega} \sum_{i=1}^{N_0} n_i \quad (\text{II-10})$$

où (\vec{r}, \vec{p}) désigne les coordonnées du point de l'espace de phase de l'état final, N_0 le nombre d'événements cascade constituant un événement BUU et n_i est le nombre de particules du $i^{\text{ème}}$ événement cascade se trouvant dans la sphère d'espace de phase centrée au point (\vec{r}, \vec{p}) et ayant un rayon P dans l'espace des impulsions et un rayon R dans l'espace réel. Ω est le volume de cette sphère. P et R sont reliés entre eux par la relation $R/P = R_0/P_F$ où R_0 est le rayon du noyau au repos et P_F l'impulsion de Fermi (ces deux quantités sont d'ailleurs reliées entre elles par la relation $g(4\pi/3)^2 R_0^3 P_F^3 = h^3 A$ où g est le facteur de dégénérescence spin-isospin et A la masse du noyau). La probabilité P pour que la collision ne soit pas bloquée est alors donnée par

$$P = (1 - f_1)(1 - f_2) \quad (\text{II-11})$$

Cette simulation comme la cascade intranucléaire garde l'inconvénient de l'apparition de fluctuations numériques dans les résultats du fait de la composante stochastique dans le traitement des collisions binaires.

II-2-3 La simulation Landau-Vlasov (LV)

Dans la simulation BUU, on a vu qu'il était très avantageux d'avoir N_0 événements cascade parallèles pour déterminer le champ moyen et le blocage de Pauli mais ces événements cascade ne communiquent pas entre eux. Dans la

simulation Landau-Vlasov, on fait communiquer entre eux les différents événements ce qui fait qu'on n'a plus qu'un seul événement (événement LV) avec NN_0 particules test (ou N_0 particules test par nucléon). Les particules test diffusent les unes sur les autres avec une section efficace σ_{tot}/N_0 où σ_{tot} est la section efficace définie précédemment (voir modèle de cascade intranucléaire). La densité est définie comme

$$\rho(\vec{r}) = \frac{n}{(\delta r)^3 N_0} \quad (\text{II-12})$$

où n est le nombre de particules test dans le volume $(\delta r)^3$ autour du point \vec{r} .

A part ces quelques détails, la simulation Landau-Vlasov est semblable à la cascade intranucléaire. La collision ici sera traitée comme une succession de collisions binaires entre particules test. L'intérêt de la procédure décrite ci-dessus est que les fluctuations numériques qui apparaissent dans la cascade du fait de l'élément aléatoire dans le choix des impulsions de sortie dans une collision donnée, décroissent lorsqu'on augmente N_0 . D'un autre côté, des calculs effectués par Welke et al [28] montrent que la simulation Landau-Vlasov est plus proche de l'équation de Boltzmann nucléaire que la simulation BUU.

Par ailleurs, il existe des simulations Landau-Vlasov plus sophistiquées que la simulation que l'on vient d'exposer. Pour avoir une fonction de distribution le plus lisse possible, il est plus adapté d'utiliser des fonctions un peu étalées à la place des fonctions de Dirac utilisées dans l'équation (II-4). Le plus souvent, on utilise pour la fonction de distribution une expansion en gaussiennes:

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \omega \sum_{i=1}^N \frac{1}{2\pi \delta r \delta p} \exp\left(-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_i(t))^2}{2\delta r^2}\right) \exp\left(-\frac{(\vec{p} - \vec{p}_i(t))^2}{2\delta p^2}\right) \quad (\text{II-13})$$

les largeurs δr et δp des gaussiennes sont déterminées de façon à retrouver la diffusivité des noyaux.

II-3 Production de kaons dans EBN

Comme on l'a déjà précisé dans le chapitre précédent, on se propose dans ce chapitre d'étudier la production de kaons dans le cadre de l'équation de Boltzmann nucléaire. Pour simuler l'équation de Boltzmann, on utilisera la simulation Landau-Vlasov avec une expansion de la fonction de distribution à un corps en fonctions de Dirac en espace réel et en espace des impulsions (eq. (II-

4)). On prendra $N_0 = 30$ particules test par nucléon physique pour les systèmes légers (moins de 40 nucléons au total) et $N_0 = 20$ particules test pour les systèmes plus lourds. On utilisera aussi un champ moyen indépendant des impulsions (éq. (II-3)). Pour réduire encore les fluctuations numériques, on ne générera pas un seul événement LV mais tout un ensemble d'événements parallèles et l'on calculera les différentes observables par moyenne d'ensemble.

La section efficace de production de kaons est donnée dans le cas général comme on l'a vu dans le chapitre précédent par l'équation (I-7). Cette équation dans le cadre de la simulation de l'équation de Boltzmann nucléaire, peut être discrétisée comme suit:

$$E_K \frac{d^3\sigma}{dp_K^3} = \sum_c \sum_{b_i} 2\pi b_i \Delta b \frac{1}{N_{ev}} \frac{1}{N_0} \sum_{ev} \sum_{\substack{coll \\ S > S_c}} \frac{1}{\sigma_{BB}^{tot}} E_K \frac{d^3\sigma_c(\vec{p}_B + \vec{p}_{B'} \rightarrow \vec{p}_K)}{dp_K^3} (1 - f_B) \\ + \sum_{c'} \sum_{b_i} 2\pi b_i \Delta b \frac{1}{N_{ev}} \frac{1}{N_0} \sum_{ev} \sum_{\substack{coll \\ S > S_{c'}}} \frac{1}{\sigma_{\pi N}^{tot}} E_K \frac{d^3\sigma_{c'}(\vec{p}_\pi + \vec{p}_N \rightarrow \vec{p}_K)}{dp_K^3} \quad (II-14)$$

où l'on a sommé sur le paramètre d'impact (b_i), sur tous les événements LV générés N_{ev} ainsi que sur toutes les collisions baryon-baryon ou pion-nucléon dans un événement Landau-Vlasov donné qui ont une énergie centre de masse S supérieure à l'énergie seuil de production du kaon (S_c désignent les énergies seuil pour les canaux c (éq. (I-5)), et $S_{c'}$ les énergies seuil pour les canaux c' (éq. (I-6))). Les quantités σ_{BB}^{tot} et $\sigma_{\pi N}^{tot}$ désignent respectivement les sections efficaces totales baryon-baryon et pion-nucléon. Dans toute la suite, on prendra pour ces deux quantités les valeurs suivantes (on suppose qu'elles sont indépendantes de l'énergie centre de masse de la collision): $\sigma_{BB}^{tot} = 55$ mb; $\sigma_{\pi N}^{tot} = 10$ mb.

II-4 Résultats

On se limitera dans toute notre étude de la production de kaons dans le cadre de EBN au système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ sauf dans quelques cas où l'on choisira des systèmes plus lourds pour des raisons particulières. Les raisons de ce choix sont d'ordre pratique. En prenant un système léger, on réduit de beaucoup nos temps calcul. En effet, le but recherché ici n'est pas de retrouver un quelconque résultat expérimental (inexistant), mais plutôt d'étudier la production de kaons en fonction des différents paramètres de la simulation, et ceci peut-être réalisé en prenant un système léger.

II-4-1 Evolution en temps

Sur la figure (II-3), on a représenté pour une collision centrale ($b = 0$ fm) $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, le nombre de collisions par nucléon et le nombre de collisions nucléon-nucléon ayant une énergie supérieure à l'énergie seuil du canal de production de kaon $\text{NN} \rightarrow \text{NAK}$, par événement et par unité de temps, en fonction du temps à différentes énergies de bombardement. Par la suite on appellera, pour des raisons de simplicité, le nombre de collisions nucléon-nucléon ayant une énergie supérieure à l'énergie seuil de production de kaon, le nombre de kaons produits $\langle n_K \rangle$. En fait ce nombre ne constitue pas exactement la multiplicité de kaons. Pour avoir les multiplicités de kaons dans cette approche perturbative, il faut sommer pour chaque collision ayant une énergie supérieure à l'énergie seuil, le rapport de la section efficace élémentaire de production de kaon par la section efficace totale nucléon-nucléon (eq. (II-14)). La section efficace de production de kaons est alors obtenue en multipliant les multiplicités de kaons par la section efficace géométrique.

Comme prévu, il apparaît que les collisions nucléon-nucléon capables énergétiquement de donner un kaon sont les plus fréquentes aux premières étapes de la collision, là où le système est le plus comprimé (voir fig. (II-4)). Comme on pouvait aussi le prévoir, il apparaît que plus on monte en énergie, plus les kaons sont produits tôt dans la collision et sont donc moins sensibles à la compression du système. En effet, à hautes énergies, les collisions dites de première chance sont les plus énergétiques et les kaons sont principalement produits dans ces collisions ce qui fait que leur nombre est peu sensible à la compression du système qui a lieu un peu plus tard dans la collision. Par contre, plus on descend en énergie, plus les collisions sont peu énergétiques. Les nucléons doivent collisionner plusieurs fois pour être suffisamment énergétique pour produire un kaon (par construction de l'énergie) et ainsi les nombres de kaons seront plus sensibles à la compression du système qu'ils ne le sont à haute énergie. Pour étudier les effets de la compression donc de l'équation d'état sur la production de kaons, on doit donc se placer dans la gamme d'énergie 500-1000 MeV/n, là où la production de kaons est le plus sensible à la compression.

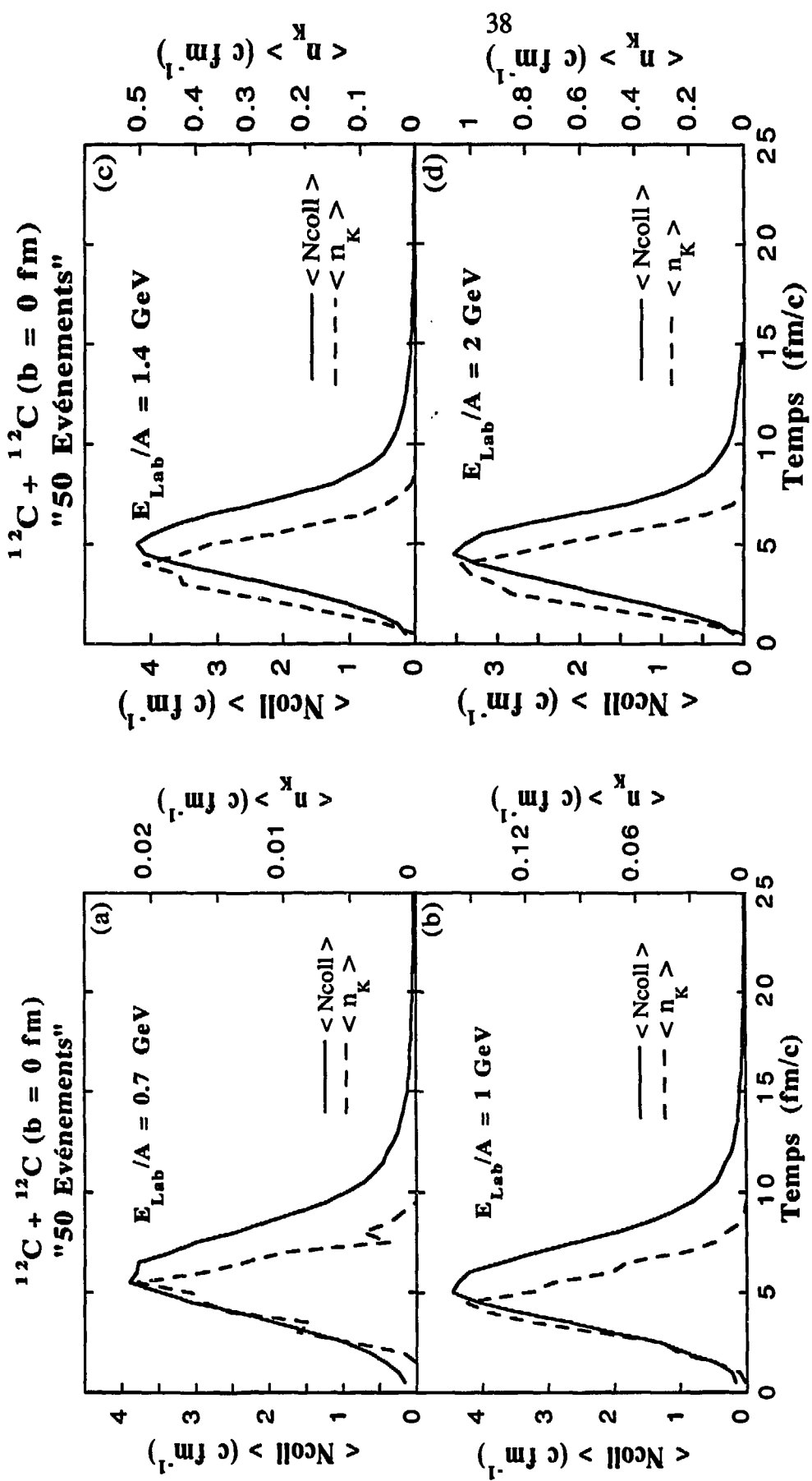


Fig. (II-3): Evolution en temps, par événement et par unité de temps, du nombre de collisions total (échelle à gauche) et du nombre de collisions ayant une énergie supérieure au seuil de production de kaon pour le canal NN \rightarrow NAK (nombre de kaons, échelle à droite) dans une collision centrale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ pour différentes énergies incidentes.

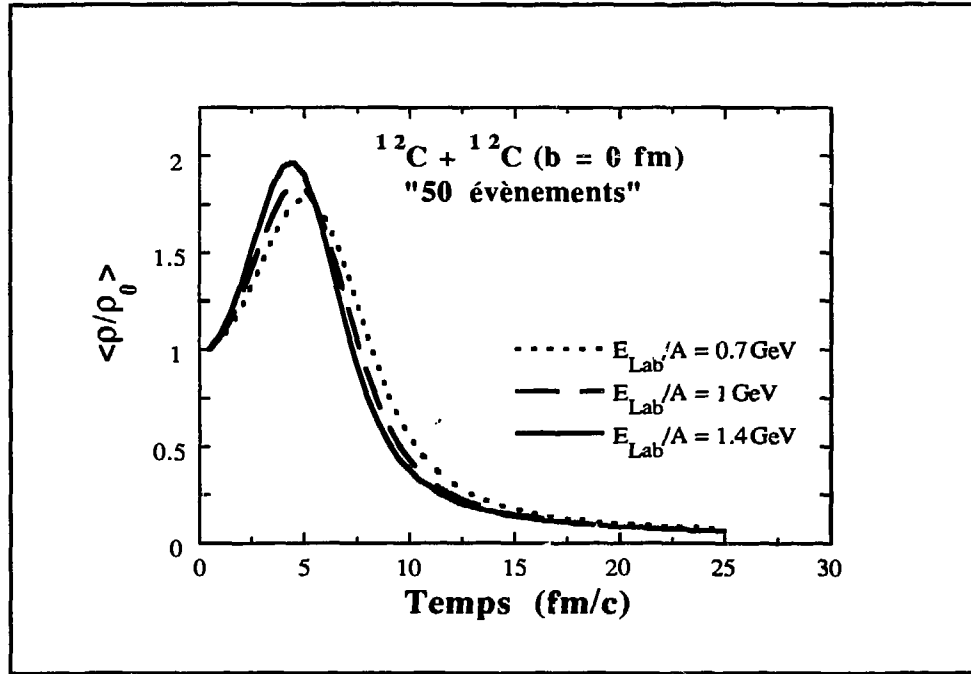


Fig. (II-4): Evolution en temps de la densité moyenne dans la collision centrale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ pour trois énergies incidentes.

II-4-2 Dépendance en paramètre d'impact

D'après l'éq. (II-14), pour obtenir les sections efficaces, il faudrait faire plusieurs calculs à différents paramètres d'impact et à la fin, ayant obtenu les résultats pour chaque paramètre d'impact faire la sommation. Cette procédure risque d'être un peu lourde et très couteuse en temps calcul. En effet comme on le verra par la suite, plus on descend en énergie et plus les sections efficaces deviennent petites ce qui fait que pour avoir, pour chaque paramètre d'impact, une statistique raisonnable, il faudrait prendre un grand nombre d'événements. Ce nombre augmente avec le paramètre d'impact et quand on diminue l'énergie. Ceci nous a poussé alors à abandonner l'approche complètement numérique qui demanderait des temps calculs gigantesques, et à essayer de trouver une dépendance explicite des sections efficaces en fonction du paramètre d'impact qui nous ferait gagner beaucoup en temps calcul et en précision.

Comme on fait l'hypothèse du mécanisme incohérent où l'on considère les collisions particule-particule comme processus élémentaire de production, il est tout à fait raisonnable de supposer que les sections efficaces sont directement

proportionnelles à la section en regard des deux noyaux collisionnants. Pour un canal particulier de production (éq. (I-5), (I-6)), la section efficace est donnée par:

$$\sigma_K = \sum_{b_i} 2\pi b_i \Delta b \sigma_K(b_i) \quad (\text{II-15})$$

on prend alors pour $\sigma_K(b)$ l'expression

$$\sigma_K(b) = \alpha(E_{\text{Lab}}/A) S(b) \quad (\text{II-16})$$

où α est une constante de proportionnalité dépendant exclusivement de l'énergie de faisceau et $S(b)$ la section en regard des deux noyaux collisionnants donnée par (pour un système symétrique):

$$S(b) = 2R^2 \arccos\left(\frac{b}{2R}\right) - \frac{b}{2} \sqrt{4R^2 - b^2} \quad (\text{II-17})$$

où R est le rayon des deux noyaux.

La figure (II-5) montre la section efficace $\sigma_K(b)$ en fonction du paramètre d'impact à 700 MeV/n pour la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ et pour la collision $^{42}\text{Ca} + ^{42}\text{Ca}$. Le choix de cette énergie n'est pas arbitraire mais guidé par le fait qu'à cette énergie, on peut obtenir d'assez bonnes statistiques avec un nombre relativement faible de simulations. A plus basses énergies, le calcul devient délicat et pour obtenir de bonnes statistiques, il faudrait prendre des nombres d'événements assez élevés. Sur la même figure, on a représenté aussi la section en regard $S(b)$ multipliée par le facteur α déterminé pour ajuster au mieux la section efficace $\sigma_K(b)$. De la comparaison des deux courbes, on peut conclure que la dépendance en paramètre d'impact des sections efficaces peut-être raisonnablement approchée par la dépendance en paramètre d'impact de la section en regard des deux noyaux collisionnants (éq. (II-16) et (II-17)).

Pour la suite, on supposera que toutes les sections efficaces vérifient cette dépendance en paramètre d'impact et il nous suffira alors pour calculer les sections efficaces, de faire deux calculs, l'un à paramètre d'impact nul et l'autre à paramètre d'impact moyen et, en utilisant l'éq. (II-16), déterminer $\alpha(E_{\text{Lab}}/A)$. On obtient alors en intégrant sur tous les paramètres d'impact et en utilisant cette dépendance, l'expression suivante pour la section efficace intégrée:

$$\sigma_K = \pi^2 R^4 \alpha(E_{\text{Lab}}/A) \quad (\text{II-18})$$

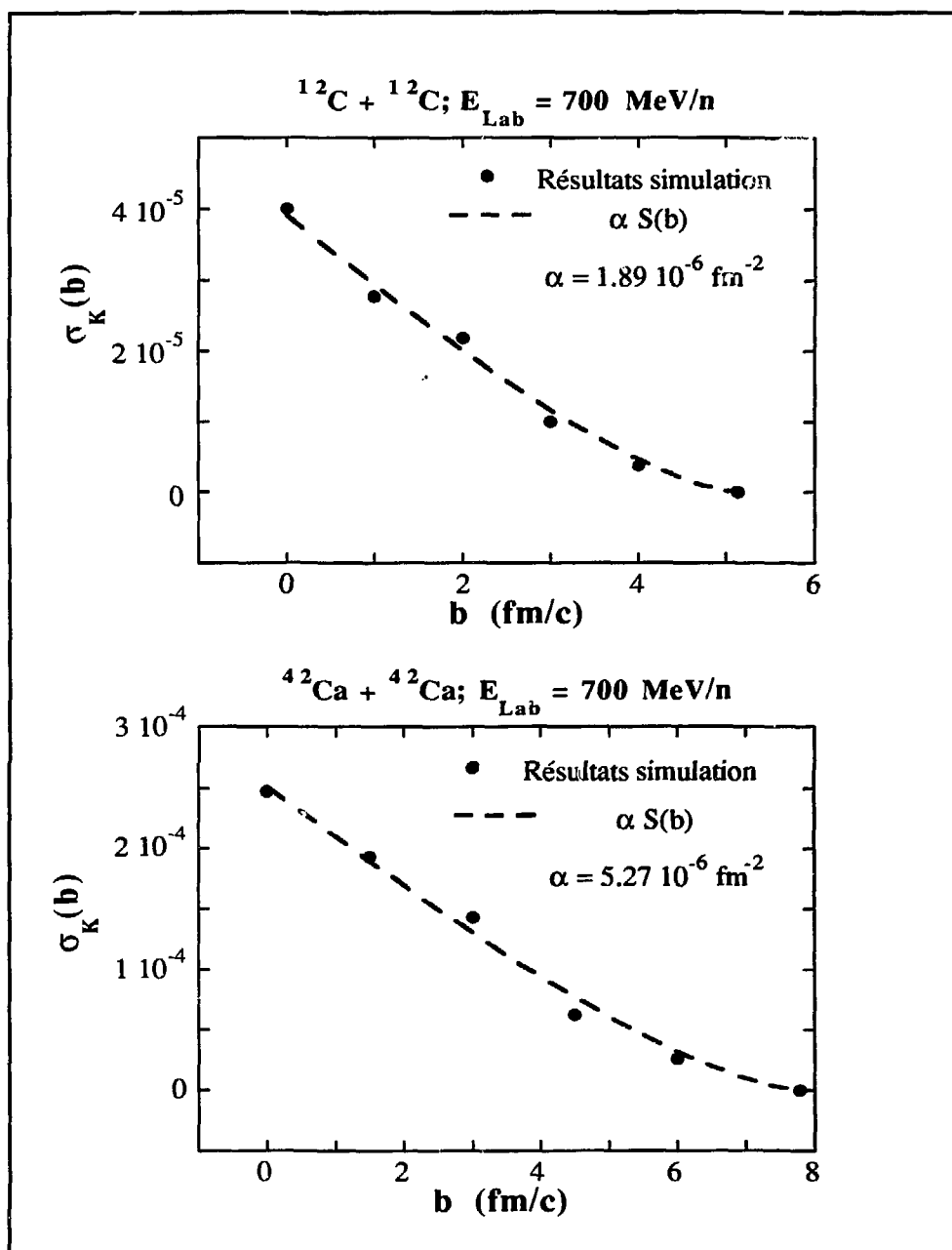


Fig. (II-5): Evolution de la section efficace de production de kaons en fonction du paramètre d'impact b à 700 MeV/n pour deux systèmes différents, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (partie supérieure) et $^{42}\text{Ca} + ^{42}\text{Ca}$ (partie inférieure). Les courbes en trait discontinu représentent la paramétrisation éq. (II-16).

II-4-3 Influence des sections efficaces élémentaires sur la section efficace totale

Comme on l'a déjà vu, il existe plusieurs paramétrisations des sections efficaces élémentaires de production de kaons. Ceci est dû à notre mauvaise connaissance des processus élémentaires de production. Ces paramétrisations qui diffèrent plus ou moins les unes des autres. Il est donc légitime de se poser la question de l'influence de ces paramétrisations sur les sections efficaces totales dans une collision d'ions lourds.

Sur la figure (II-6), on a représenté la section efficace intégrée de production de kaons dans les collisions $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{93}\text{Nb}$ pour les trois paramétrisations données dans le chapitre I en fonction de l'énergie incidente. La troisième paramétrisation (équ. (I-12)) n'est valable que pour le canal nucléon-nucléon dans la production de kaons et ne tient pas compte des autres canaux de production (impliquant les deltas). Pour comparer les différentes paramétrisations entre elles, on doit donc ne considérer que le canal élémentaire nucléon-nucléon dans la production de kaons pour les trois calculs. Sachant qu'à ces énergies, les canaux impliquant les deltas sont très importants, cette approximation n'est donc pas réaliste du point de vue physique. On a représenté aussi sur la figure (II-7), les sections efficaces de production de kaons dans la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ pour les deux premières paramétrisations (équ. (I-10) et (I-11)) mais cette fois calculées avec tous les canaux de production de kaons. De ces deux figures, on peut tirer les conclusions suivantes :

- i) Les incertitudes sur les sections efficaces élémentaires de production de kaons induisent de grandes différences (plus d'un ordre de grandeur) sur les sections efficaces totales dans une collisions d'ions lourds;

- ii) Les différences entre les paramétrisations ne changent relativement pas pour les différents systèmes considérés;

- iii) La troisième paramétrisation (équ. (I-11)) donne des sections efficaces beaucoup plus petites que celles obtenues avec les deux autres paramétrisations. On peut interpréter cette différence par le fait que cette paramétrisation est très différente des deux autres près du seuil de production (fig. (I-2)). En effet, aux énergies incidentes au-dessous du seuil de production, la majorité des collisions ayant une énergie supérieure à l'énergie seuil de production de kaon ne dépassent

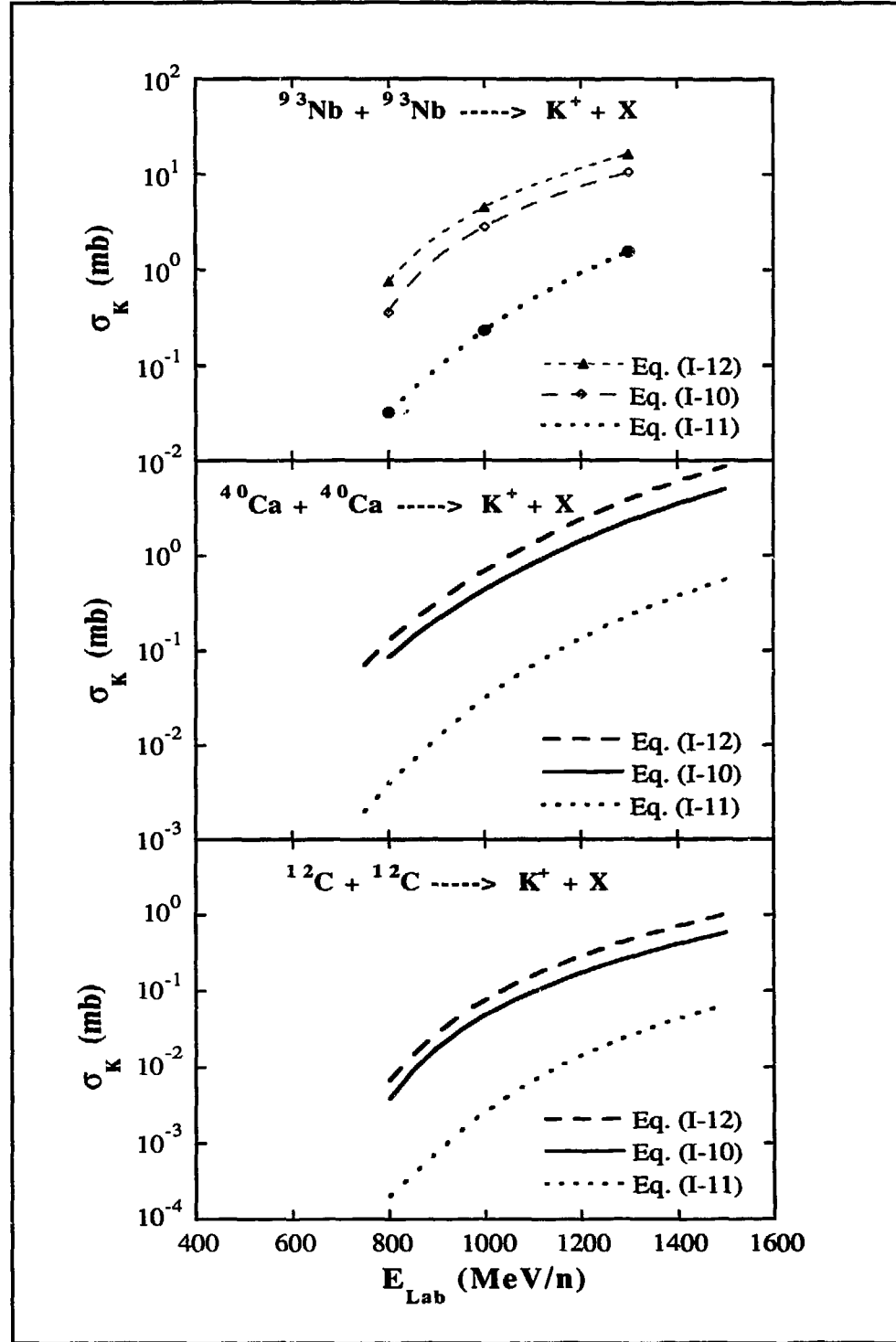


Fig. (II-6): Comparaison entre les différentes paramétrisations des sections efficaces élémentaires de production de kaons. La section efficace est représentée en fonction de l'énergie incidente dans les collisions $^{93}\text{Nb} + ^{93}\text{Nb}$ (partie supérieure), $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ (partie centrale) et $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (partie inférieure) pour les trois paramétrisations données dans le chapitre I (eq. (I-10), (I-11) et (I-12)).

ce seuil que de très peu ce qui fait que si il y a une grande différence entre les paramétrisations dans cette région, elle se répercutera de façon sensible sur la section efficace totale. Cette interprétation est confirmée par le fait que la différence diminue quand on augmente l'énergie.

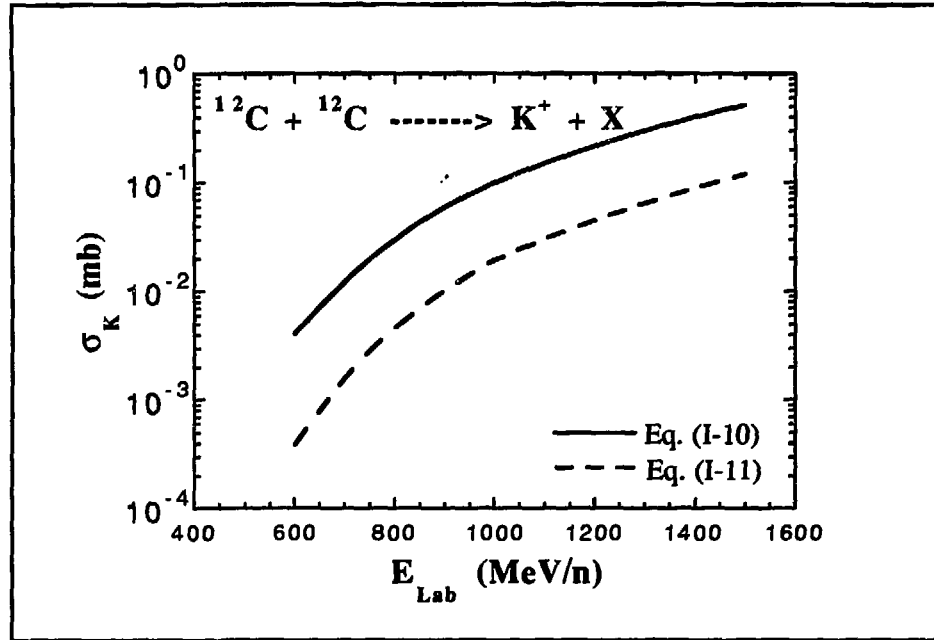


Fig. (II-7): Même chose que la fig. (II-6) mais cette fois seulement pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ et pour les deux paramétrisations (I-10) et (I-11). Les calculs ont été effectués en tenant compte de tous les canaux de productions (voir texte).

En conclusion, on peut dire que l'incertitude sur les sections efficaces élémentaires affecte beaucoup la section efficace totale de production de kaons dans une collision entre ions lourds.

II-4-4 Effets du champ moyen sur les sections efficaces

Dans cette partie, on va étudier la dépendance de la section efficace de production de kaons en fonction du potentiel moyen pour des énergies incidentes $E_{\text{Lab}} \approx 600 - 1100$ MeV/n. Comme on ne dispose pas d'un champ moyen dépendant des impulsions, on va pour cela utiliser une force de Skyrme (éq. (II-3)) sachant qu'à ces énergies, cette interaction n'est pas très réaliste. Dans nos calculs, on utilisera dans l'éq. (II-3) les valeurs $A = -356$, $B = 303$ et $\sigma = 1.166$

pour le potentiel moyen "doux" (qui donne une incompressibilité de la matière nucléaire $K_\infty = 200$ MeV) et les valeurs $A = -124$, $B = 70.5$ et $\sigma = 2$ pour le potentiel moyen "dur" (qui donne une incompressibilité $K_\infty = 380$ MeV). Sur la fig. (II-8), on a représenté pour une collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, la section efficace de production de kaons en fonction de l'énergie incidente pour un champ moyen doux et un champ moyen dur. Sur la même figure, on a représenté aussi le même calcul mais effectué avec un potentiel nul. De cette figure, on peut tirer les remarques suivantes:

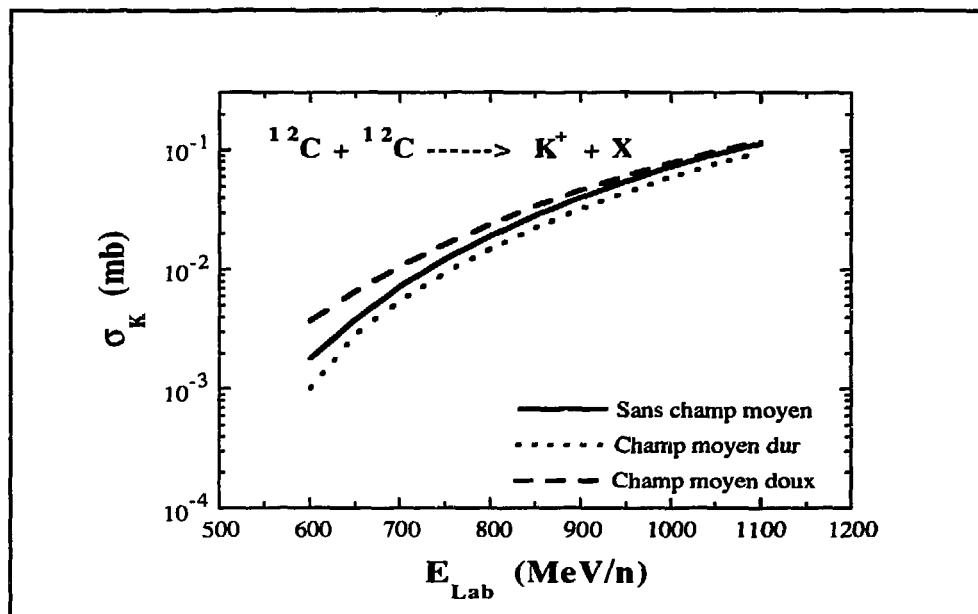


Fig. (II-8): Section efficace de production de kaons pour la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ en fonction de l'énergie incidente. Les calculs ont été effectués avec un champ moyen dur (trait en pointillés), un champ moyen doux (trait discontinu) et sans champ moyen (trait continu).

-i) On trouve un facteur 2-3 lorsqu'on change la compressibilité de 200 MeV à 380 MeV;

-ii) Plus on diminue l'énergie incidente, plus la différence entre les deux calculs augmente. Ceci peut-être expliqué par le fait qu'à hautes énergies, on est moins sensibles au champ moyen. Par contre, plus on diminue l'énergie incidente, plus les effets de milieu deviennent importants. Donc, en prenant deux interactions différentes, leur différence se fera de plus en plus sentir à basses énergies (voir section II-4-1);

-iii) Le calcul sans interaction se place entre les deux calculs avec interaction. Ceci est un peu étonnant surtout si l'on sait que les interactions utilisés (de type Skyrme) sont attractives à ces énergies.

En conclusion, il apparaît clairement que la section efficace de production de kaons n'est pas très sensible aux effets de milieu, ou tout au moins n'est pas suffisamment sensible pour déterminer avec précision l'équation d'état de la matière nucléaire.

II-4-5 Comparaison avec d'autres calculs théoriques

Pour terminer cette partie, il aurait été naturel de confronter nos résultats aux données expérimentales. Malheureusement, comme il n'existe pour le moment aucune donnée expérimentale à ces énergies ($E_{\text{Lab}} \leq 1 \text{ GeV/n}$), on va se contenter de comparer nos résultats aux autres résultats théoriques déjà existants. Sur le tableau (II-1), on montre une comparaison de nos calculs avec ceux obtenus par Aichelin et al (réf. [27]) pour la collision $^{93}\text{Nb} + ^{93}\text{Nb}$ à 700 MeV/n. Dans ce calcul, on utilise exactement les mêmes données que celles de la réf. [27]. La seule différence réside dans l'utilisation d'un algorithme de Landau-Vlasov alors que les résultats de la réf. [27] ont été obtenus avec l'algorithme BUU précédemment cité. Malgré cette légère différence, on notera le très bon accord entre les deux calculs. On montre aussi sur la fig. (II-9) une autre comparaison, cette fois avec les résultats plus récents de Cassing et al (réf. [13]). Dans cette comparaison, on n'utilise pas les mêmes données que celles de la réf. [13], notamment pour la section efficace nucléon-nucléon ainsi que le champ moyen. En effet Cassing et al utilisent une section efficace dérivée d'une matrice de Brückner phénoménologique (voir fig. (II-1)) et un champ moyen dépendant des vitesses. Du point de vue numérique, la comparaison est donc moins intéressante que dans le cas de la réf. [27]. Par contre du point de vue physique, il est intéressant d'étudier les différences entre les deux calculs qui correspondent à des données différentes. On peut tirer les conclusions suivantes de cette figure:

-i) D'une manière générale, nos sections efficaces sont légèrement plus grandes que celles obtenus par Cassing et al. Ceci peut-être interprété de la manière suivante. Dans nos calculs, on utilise une interaction de type Skyrme, attractive aux énergies considérées, ce qui permet au système de rester un peu plus longtemps comprimé, donc de produire un peu plus de kaons. Par contre, le champ moyen dépendant des vitesses utilisé par Cassing et al est répulsif à hautes

énergies. Le système reste donc moins longtemps comprimé qu'avec un champ attractif et donne moins de kaons.

	nos résultats	résultats réf. [27]
σ_K (mb) Champ moyen doux	0.88	0.89 ± 0.04
σ_K (mb) Champ moyen dur	0.46	0.46 ± 0.03

Tableau (II-1): Section efficace de production de kaons dans la collision $^{93}\text{Nb} + ^{93}\text{Nb}$ à 700 MeV/n. Le champ moyen est indépendant des vitesses.

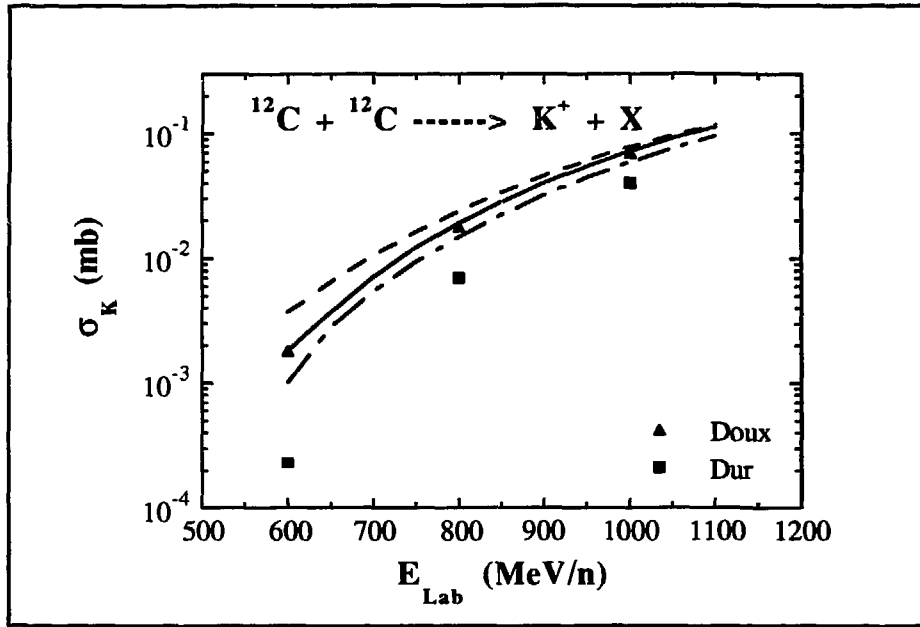


Fig. (II-9): Même chose que la fig. (II-8). Sur cette figure, on a représenté aussi les résultats de Cassing et al [13] obtenus avec un champ moyen doux (points triangulaires) et un champ moyen dur (points carrés), tous les deux dépendant des impulsions.

-ii) Nos résultats sans champ moyen sont en très bon accord avec les résultats de la réf. [13] obtenus avec un champ moyen doux dépendant des vitesses. Comme il est plus réaliste de travailler avec un champ moyen dépendant des vitesses, ce résultat nous pousse à penser qu'il vaudrait mieux travailler avec

un champ moyen nul si on ne dispose pas d'une interaction dépendant des vitesses que de travailler avec une interaction non nulle n'incluant pas la dépendance en vitesses.

II-5 Kaons à très basses énergies

L'intérêt de l'étude de la production de particules en dessous du seuil de production porte sur deux axes différents; la détermination de l'équation d'état de la matière nucléaire et la détermination du processus de production de particules (processus collectif ou production par processus élémentaires successifs). On a vu dans ce chapitre que la production de kaons n'est pas très sensible à l'équation d'état. A cela s'ajoute l'incertitude sur les sections efficaces élémentaires qui affecte énormément les sections efficaces totales (voir II-4-3). Pour le processus de production, nos résultats sur la production de kaons aux énergies considérées (700 - 1400 MeV/n) et ceux de Cassing et al (réf. [13], [27], [39]) semblent en bon accord avec les résultats expérimentaux préliminaires obtenus à GSI (Darmstadt) avec le détecteur KAO [46], ce qui semble confirmer l'hypothèse de production par processus élémentaires successifs à ces énergies. A l'énergie seuil absolue (c.à.d, l'énergie à laquelle tous les nucléons présents dans la collision contribuent pour ne donner qu'une seule particule. Par exemple, pour une collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, le seuil absolu pour la production de kaons est à $E_{\text{Lab}} = 112 \text{ MeV/n}$), le processus de production est complètement collectif. Il est nécessaire alors de déterminer jusqu'à quelle énergie ces modèles basés sur la production par processus élémentaires successifs peuvent décrire raisonnablement les données expérimentales. Pour cela l'étude de la production de pions apparaît la plus adapter à cause de l'abondance de données expérimentales à très basses énergies (très près du seuil absolu qui est pour les pions, à 20 MeV/n dans une collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$). Mais en essayant de calculer avec notre simulation Landau-Vlasov les sections efficaces de production de pions à très basses énergies ($E_{\text{Lab}} \leq 100 \text{ MeV/n}$), on s'est rendu compte qu'une légère variation dans la condition initiale impliquait de grandes différences dans les sections efficaces ⁽³⁾. Cet effet peut-être interprété par le fait que les pions ayant un seuil de production nucléon-nucléon très faible ($E_{\text{Lab}} = 290 \text{ MeV/n}$), sont sensibles à la moindre variation du moment de Fermi. Les autres particules (K^+ , η) ayant des seuils élevés, devraient être moins sensibles à cet effet.

⁽³⁾ Dans une collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 100 MeV/n, une variation de 10% sur le moment de Fermi donne un facteur 2 de différences sur les sections efficaces totales.

Pour les kaons, il existe un résultat expérimental récent pour la collision $^{36}\text{Ar} + ^{48}\text{Ti}$ à 92 MeV/n [45]. Un calcul EBN pour le système symétrique équivalent $^{42}\text{Ca} + ^{42}\text{Ca}$ à 90 MeV/n donne une section efficace très faible (quelques ordres de grandeurs inférieure au résultat expérimental). Toutefois, avant de conclure en ce qui concerne le processus de production à cette énergie, on va étudier la production de kaons dans une autre approche qui est l'Equation de Boltzmann-Langevin récemment introduite par Ayik et Grégoire [29] qui va au delà de la description moyenne donnée par EBN en incorporant les fluctuations dues aux corrélations d'ordres supérieurs. Ces fluctuations pourraient avoir un effet significatif sur la production de particules à basses énergies. On verra dans le chapitre III que si les fluctuations sont importantes à basses énergies, elles le deviennent de moins en moins lorsqu'on augmente l'énergie, et les résultats obtenus avec EBN à hautes énergies restent valables.

L'équation de Boltzmann nucléaire ne peut donner une bonne description que des propriétés moyennes des observables à un corps dans des situations où les effets des corrélations ne sont pas significatifs. La production de particules sous le seuil peut-être un bon exemple de processus où les corrélations jouent un rôle important. En effet, la production de particules sous le seuil est très sensible aux queues de distributions en impulsion et ces queues montrent de grandes fluctuations dues à l'incorporation des corrélations. Il est donc nécessaire pour une bonne description des sections efficaces de production de particules, d'incorporer les fluctuations des distributions en impulsions dans les calculs. L'équation de Boltzmann-Langevin est un exemple d'extension de EBN, obtenue en incorporant les corrélations d'ordres supérieurs dans l'équation du mouvement dans une approximation de couplage faible et d'une manière stochastique, cohérente avec le théorème de fluctuation-dissipation de la mécanique statistique hors-équilibre. L'objet du chapitre suivant est l'étude de la production de kaons dans cette nouvelle approche.

II-6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté d'une manière succincte certaines propriétés de l'équation de Boltzmann nucléaire ainsi que certains des algorithmes utilisés pour simuler cette équation. Nous avons vu aussi comment sont évaluées les sections efficaces de production de kaons dans le cadre de cette équation. Nos conclusions en ce qui concerne la production de kaons ainsi que sur la détermination de l'Equation d'Etat peuvent se résumer de la manière suivante:

-i) Pour étudier les effets de la compression, donc du potentiel moyen, sur la production de particules, on doit se placer dans la gamme d'énergies 500-1000 MeV/n.

-ii) La dépendance en paramètre d'impact de la section efficace peut-être raisonnablement approchée par la dépendance en paramètre d'impact de la section en regard des deux noyaux collisionnants.

-iii) L'incertitude qui existe actuellement sur les sections efficaces élémentaires de production de kaons du fait du peu de données expérimentales, affecte beaucoup la section efficace totale de production de kaons dans une collision d'ions lourds (il peut y avoir un ordre de grandeur de différence si l'on passe d'une paramétrisation des sections efficaces élémentaires à l'autre).

-iv) De notre étude du système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, il apparaît que la production de kaons n'est en fait pas très sensible au potentiel moyen. Ce résultat vient confirmer le résultat de la réf. [13]. Si on ajoute à cela la grande sensibilité de la section efficace aux sections efficaces élémentaires, il nous apparaît actuellement très difficile de déterminer à partir de la production de kaons l'équation d'état avec précision.

-v) Enfin de la comparaison de nos calculs effectués avec une interaction ne dépendant pas des vitesses avec ceux de la réf. [13] effectués avec une interaction dépendant des vitesses, il semble plus approprié de travailler, dans le cas où on ne dispose pas d'une interaction dépendant des vitesses, avec un champ moyen nul.

51/52

CHAPITRE - III

PRODUCTION DE KAONS DANS LE CADRE DE L'EQUATION DE BOLTZMANN-LANGEVIN

CHAPITRE - III

PRODUCTION DE KAONS DANS LE CADRE DE L'EQUATION DE BOLTZMANN-LANGEVIN

Comme on vient de le voir dans le chapitre précédent, si la production de kaons est assez bien décrite dans le cadre de EBN à hautes énergies, ce n'est plus du tout le cas à basses énergies surtout quand on s'approche du seuil absolu. On est donc amené à aller au delà de la description moyenne donnée par EBN et à essayer de comprendre le mécanisme de production de particules dans le cadre d'une extension de cette équation : l'Equation de Boltzmann-Langevin (EBL) [29]. En effet cette équation permet d'aller au delà de la description moyenne de la collision donnée par EBN par incorporation des fluctuations dues aux corrélations d'ordre supérieur. Ces corrélations donnent naissance à de larges fluctuations dans les distributions en impulsions à un corps qui peuvent jouer un rôle dominant dans le mécanisme de production de particules à basses énergies. Il serait donc très intéressant d'étudier le mécanisme de production de particules dans le cadre de EBL. On se propose dans ce chapitre de donner en premier un aperçu sur la dérivation de EBL, puis on s'étendra un peu sur la simulation numérique de cette équation pour enfin aborder l'étude de la production de kaons dans le cadre de cette nouvelle approche.

III-1 L'Equation de Boltzmann-Langevin

Comme proposé dans la réf. [29], EBN peut-être étendue en incorporant les fluctuations dynamiques dans l'équation du mouvement. Ceci conduit à l'Equation de Boltzmann-Langevin (EBL) pour la densité fluctuante à un corps f_λ

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\nabla}_p H \cdot \vec{\nabla}_r - \vec{\nabla}_r U \cdot \vec{\nabla}_p \right) f_\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t) = K(f_\lambda) + \delta K_\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (\text{III-1})$$

Ici, le terme de collision $K(f_\lambda)$ est le même que dans l'éq. (II-2) mais exprimé en terme de fonctions de distribution fluctuantes f_λ , λ désignant une trajectoire dans l'espace des distributions à un corps. Le terme δK_λ provient des corrélations non prises en compte dans le terme de collision $K(f_\lambda)$ et est appelé terme de collision

fluctuant. Ce terme a de nombreuses propriétés similaires à une force stochastique dans une équation de Langevin typique [41-43] : i) il varie rapidement en temps avec un temps caractéristique de l'ordre de la durée de la collision à deux corps; ii) il est presque impossible de calculer le terme de collision fluctuant explicitement car cela reviendrait à résoudre exactement le problème à n corps; iii) dans la limite des petites fluctuations, il s'annule en moyenne (hypothèse du chaos moléculaire en moyenne) ce qui fait qu'il n'apparaît pas dans la description moyenne de EBN. Dans le but de résoudre le problème et par analogie avec le mouvement brownien, on suppose que l'éq. (III-1) décrit un processus stochastique dans lequel la densité à un corps est considérée comme une variable stochastique, et le terme de collision fluctuant δK_λ agit comme une force stochastique caractérisée par sa fonction de corrélation,

$$\overline{\delta K_\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t) \delta K_\lambda(\vec{r}', \vec{p}', t')} = C(\vec{r}, \vec{p}, \vec{p}') \delta(\vec{r} - \vec{r}') \delta(t - t') \quad (\text{III-2})$$

qui est supposée locale en espace et en temps, c'est à dire sans effet de mémoire. La barre indique une moyenne d'ensemble locale des densités générées durant un intervalle de temps Δt . La moyenne d'ensemble locale est définie comme la moyenne sur un pas de temps de toutes les trajectoires fluctuantes f_λ ayant la même condition initiale (voir fig. (III-1)). Cette moyenne locale est différente de la moyenne d'ensemble globale définie comme la moyenne sur toutes les trajectoires f_λ .

L'Equation de Boltzmann-Langevin a été proposée par Bixon et Zwanzig dans le but d'incorporer des fluctuations de faibles amplitudes autour de l'équilibre dans l'équation de Boltzmann pour décrire les fluctuations hydrodynamiques [40]. Ils évaluèrent la fonction de corrélation $C(\vec{r}, \vec{p}, \vec{p}')$ à l'équilibre en utilisant le théorème fluctuation-dissipation comme hypothèse. Leur modèle n'est donc valable que pour les systèmes classiques près de l'équilibre. Dans le but de décrire les fluctuations hors-équilibre, Ayik et Grégoire calculèrent la fonction de corrélation directement hors équilibre en utilisant une approximation de couplage faible. La fonction de corrélation réduite $C(\vec{r}, \vec{p}, \vec{p}')$ est donnée par une expression similaire à l'expression donnant le terme de collision $K(f)$ (eq. (II-2)) où l'on retrouve notamment les termes de gain et de perte, ce qui permet une description des fluctuations consistante avec le théorème fluctuation-dissipation. Dans la limite de couplage faible, limite compatible avec la forme du terme de collision $K(f_\lambda)$, la fonction de corrélation est donnée par

$$\begin{aligned}
C(\vec{r}, \vec{p}_1, \vec{p}_2) = & \int d\vec{p}_3 d\vec{p}_4 W(12;34) [f_1 f_2 (1 - f_3)(1 - f_4) + (1 - f_1)(1 - f_2) f_3 f_4] \\
& - 2 \int d\vec{p}_3 d\vec{p}_4 W(13;24) [f_1 f_3 (1 - f_2)(1 - f_4) + (1 - f_1)(1 - f_3) f_2 f_4] \\
& + \delta(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \int d\vec{p}_3 d\vec{p}_4 d\vec{p}_5 W(13;45) [f_1 f_3 (1 - f_4)(1 - f_5) + (1 - f_1)(1 - f_3) f_4 f_5]
\end{aligned} \quad (\text{III-3})$$

où $W(12;34)$ est le même taux de transition qui apparaît dans le terme de collision et $f_j = f(\vec{r}, \vec{p}_j, t)$ est la densité à un corps moyenne d'ensemble locale (et non pas la densité fluctuante f_λ).

L'Equation de Boltzmann-Langevin peut-être dérivée par deux approches différentes, la première basée sur une troncation de la hiérarchie BBGKY pour les matrices densité et la seconde, plus puissante, basée sur le formalisme des fonctions de Green hors-équilibre. On donnera ici un aperçu de la première dérivation (on trouvera plus de détails sur cette dérivation dans la réf. [26]) et on réfère le lecteur au papier de Reinhard et al [44] pour la deuxième dérivation.

Dans ce qui suit, $\hat{\rho}, \hat{\sigma}, \dots$ représentent les quantités moyennes locales, et ρ, σ, \dots les quantités non moyennées. Les équations du mouvement des densités à un corps ρ et à deux corps σ sont données dans la hiérarchie BBGKY par

$$\begin{aligned}
i \frac{\partial}{\partial t} \rho(1,1',t) &= \sum_2 \langle 12 | [H, \sigma(t)] | 1'2' \rangle \\
&\equiv \sum_2 \langle 12 | L \sigma(t) | 1'2' \rangle
\end{aligned} \quad (\text{III-4})$$

$$\begin{aligned}
i \frac{\partial}{\partial t} \sigma(12,1'2',t) &= \langle 12 | [H, \sigma(t)] | 1'2' \rangle + \text{termes à trois corps} \\
&\equiv \langle 12 | L \sigma(t) | 1'2' \rangle + \text{termes à trois corps}
\end{aligned} \quad (\text{III-5})$$

où $H = t + v$ est l'Hamiltonien du système avec le terme cinétique t et une interaction à deux corps effective v , et $L = [H, \cdot]$ désigne le Liouvilien. Dans la dérivation de l'équation de Boltzmann, on fait deux approximations. La première est la troncation de la hiérarchie au deuxième niveau en négligeant les termes à trois corps, ce qui est une bonne approximation pour un système suffisamment dilué où les collisions à trois corps sont beaucoup moins probables que les

collisions à deux corps. Comme résultat de cette première approximation, l'équation (III-5) s'écrit:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \sigma(12,1'2',t) = \langle 12 | L \sigma(t) | 1'2' \rangle \quad (\text{III-6})$$

On a alors besoin de résoudre cette équation sur un intervalle de temps $\Delta t = t - t_0$ compris entre la durée de la collision à deux corps et le temps du libre parcours moyen, et substituer la solution dans l'éq. (III-4) pour obtenir une équation de transport pour la densité à un corps ρ . Mais pour résoudre cette équation, on doit connaître la condition initiale $\sigma(t_0)$. C'est là qu'intervient la deuxième approximation. Dans la dérivation de l'équation de Boltzmann, cette approximation consiste à introduire la moyenne d'ensemble sur les équations du mouvement et à supposer que la moyenne d'ensemble de la densité à deux corps σ est initialement non corrélée, cette approximation étant connue sous le nom "hypothèse du chaos moléculaire"

$$\hat{\sigma}(12,1'2',t) = \hat{\rho}(1, 1', t) \hat{\rho}(2, 2', t) - \hat{\rho}(1, 2', t) \hat{\rho}(2, 1', t) \quad (\text{III-7})$$

où $\hat{\rho}(1, 1', t)$ représente la densité à un corps moyenne locale. Cette hypothèse fait que les corrélations sont perdues et les fluctuations dues à ces corrélations ne sont pas propagées. Dans le but de décrire les fluctuations de la densité à un corps, Ayik et Grégoire proposent de ne pas introduire la moyenne d'ensemble et de retenir les corrélations initiales dans l'équation du mouvement. La densité à deux corps s'écrit donc

$$\sigma(12,1'2',t) = \sigma_0(12,1'2',t) + \delta\sigma(12,1'2',t) \quad (\text{III-8})$$

où σ_0 représente la partie moyenne non corrélée et $\delta\sigma$ contient le reste, c. à. d. la partie corrélée de la densité à deux corps. La partie moyenne non corrélée s'écrit, comme précédemment éq. (III-7)

$$\sigma_0(12,1'2',t) = \hat{\rho}(1, 1', t) \hat{\rho}(2, 2', t) - \hat{\rho}(1, 2', t) \hat{\rho}(2, 1', t) \quad (\text{III-9})$$

On suppose alors que la moyenne de la partie @corrélée est nulle ce qui fait qu'on retrouve l'hypothèse de chaos moléculaire en moyenne. Comme résultat de cette hypothèse particulière, la moyenne d'ensemble locale de EBL (éq. (III-1)) donne exactement EBN (éq. (II-1)). En remplaçant l'éq. (III-8) dans l'éq. (III-6), on obtient pour $\delta\sigma$

$$i \frac{\partial}{\partial t} \delta \sigma(t) = L_0 \delta \sigma(t) + L_v \sigma_0(t) \quad (\text{III-10})$$

où on n'a retenu que les termes d'ordre le plus bas (limite de couplage faible). L_0 et L_v sont les Liouviliens pour l'Hamiltonien moyen et l'Hamiltonien résiduel. On peut maintenant résoudre cette équation et reporter le résultat dans l'éq. (III-4). On obtient

$$i \frac{\partial}{\partial t} \rho(t) + i [H(\rho), \rho] = K(\rho) + \delta K(t) \quad (\text{III-11})$$

où $H(\rho) = t + U(\rho)$ est l'Hamiltonien moyen. $K(\rho)$ désigne le terme de collision donné par

$$K(1,1',t) = - \sum_2 \int_{t_0}^t dt' \langle 12 | L_v G(t-t') L_v \sigma_0(t') | 1'2 \rangle \quad (\text{III-12})$$

où $G(t) = \exp[itL_0]$ désigne le propagateur champ moyen. $\delta K(t)$ Désigne le terme de collision fluctuant

$$\delta K(1,1',t) = - \sum_2 \langle 12 | L_v G(t-t_0) L_v \delta \sigma(t_0) | 1'2 \rangle \quad (\text{III-13})$$

III-2 Simulation numérique de EBL

L'Equation de Boltzmann-Langevin donnée par l'éq. (III-1) décrit l'évolution dynamique du système comme un processus de diffusion pour des trajectoires de densités à un corps. Dans la limite des petites fluctuations, la trajectoire moyenne d'ensemble devient équivalente à celle obtenue avec EBN. Cependant dans le cas des grandes fluctuations, la trajectoire moyenne d'ensemble déterminée par EBL peut dévier fortement de la solution donnée par EBN.

EBL donne une description probabiliste du processus de collision, en contraste avec la description déterministe de EBN. Pour une condition initiale donnée, EBL donne plusieurs solutions. Chaque solution décrit un événement et un grand nombre de solutions sont nécessaires pour donner une description statistique du processus dynamique. Sur la Fig. (III-1), on a représenté schématiquement comment une solution numérique de EBL peut-être obtenue.

Partant d'une densité définie $f_\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t_0)$ au temps t_0 , l'équation de transport (III-1) génère à l'aide du terme de collision fluctuant, un ensemble continu de solutions après un pas de temps, au temps $t_0 + \Delta t$. Pour le pas de temps suivant, on choisit l'une de ces solutions possibles comme densité initiale $f_\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t_0 + \Delta t)$, et l'éq. (III-1), partant de cette densité initiale, génère à nouveau un ensemble de solutions au deuxième pas de temps $t_0 + 2\Delta t$, et ainsi de suite. On génère ainsi un événement EBL représenté par $f_\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t)$. A chaque pas de temps, les densités générées sont distribuées au hasard autour de la densité initiale de chaque itération, et la largeur de la distribution des f_λ est déterminée par la fonction de corrélation $C(\vec{r}, \vec{p}, \vec{p}')$ (eq. (III-3)).

III-2-1 Méthode de projection

Les solutions numériques de EBL peuvent être en principe obtenues par les méthodes standard de résolution d'équations différentielles stochastiques. Cependant, une simulation directe de EBL n'est pas très pratique à cause des fortes corrélations introduites dans différentes parties de l'espace de phase par la fonction de corrélation $C(\vec{r}, \vec{p}, \vec{p}')$. Pour éviter ce problème, nous avons développé une méthode approximative pour déterminer les trajectoires EBL en projetant les fluctuations sur les moments multipolaires locaux de la distribution d'impulsions,

$$Q_L^{\lambda}(\vec{r}, t) = \int d\vec{p} \hat{Q}_L(\vec{p}) f_\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (\text{III-14})$$

où $\hat{Q}_L(\vec{p})$ est l'opérateur moment multipolaire d'ordre L dans l'espace des impulsions. Les fluctuations dans chaque moment multipolaire sont caractérisées par un coefficient de diffusion qui dépend seulement de la position et du temps à cause de la structure particulière de la fonction de corrélation eq. (III-3) et dont la forme est particulièrement simple comparée à $C(\vec{r}, \vec{p}, \vec{p}')$. Dans un intervalle de temps Δt , on suppose que les fluctuations générées sont faibles et on néglige les coefficients de diffusion mixtes entre des moments multipolaires différents (voir Fig. (III-4)). Les coefficients de diffusion se déduisent simplement de la fonction de corrélation $C(\vec{r}, \vec{p}, \vec{p}')$ comme

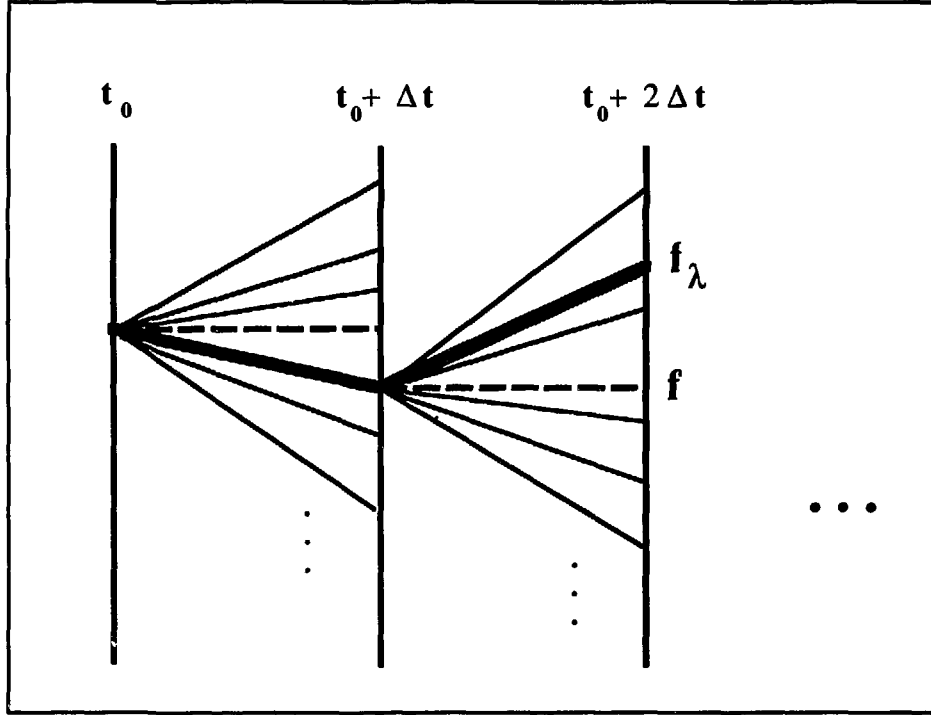


Fig. (III-1): Illustration schématique des événements de EBL. Les lignes continues représentent les trajectoires possibles dans l'espace abstrait des trajectoires fluctuantes f_λ . La ligne en trait gras représente le choix du processus de Langevin pour un pas de temps donné. La ligne en trait discontinu représente la trajectoire moyenne locale.

$$\begin{aligned}
 C_L(\vec{r}, t) &= \int d\vec{p} \, d\vec{p}' \, \widehat{Q}_L(\vec{p}) \, \widehat{Q}_L(\vec{p}') \, C(\vec{r}, \vec{p}, \vec{p}') \\
 &= \int d\vec{p}_1 \, d\vec{p}_2 \, d\Omega \, |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} (\Delta Q_L)^2 f_1 f_2 (1 - f_1)(1 - f_2) \quad (\text{III-15})
 \end{aligned}$$

où $f_j = f(\vec{r}, \vec{p}_j, t)$ représente la distribution à un corps moyennée localement durant le pas de temps Δt (voir Fig. (III-1)), et $\Delta Q_L = \widehat{Q}_L(\vec{p}_1) + \widehat{Q}_L(\vec{p}_2) - \widehat{Q}_L(\vec{p}_1') - \widehat{Q}_L(\vec{p}_2')$. On peut alors déterminer chaque moment multipolaire à l'aide d'une équation de Langevin à une dimension [41-43] et on peut écrire

$$Q_L^\lambda(\vec{r}, t + \Delta t) = Q_L(\vec{r}, t + \Delta t) + W_L^\lambda \sqrt{\int_t^{t+\Delta t} dt' C_L(\vec{r}, t')} \quad (\text{III-16})$$

où $Q_L(\vec{r}, t + \Delta t)$ représente le moment multipolaire moyenné localement calculé à l'aide de l'éq. (III-14) avec la distribution à un corps moyennée localement

$f(\vec{r}, \vec{p}, t + \Delta t)$. La quantité W_L^λ est un nombre aléatoire tiré d'une distribution normale pour chaque moment L . Les solutions de EBL peuvent alors être déterminées à partir des moments multipolaires fluctuants comme suit:

i) Partant avec une densité définie $f_\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t)$ au temps t , on détermine d'abord l'évolution moyenne du système de t à $t + \Delta t$ ce qui nous donnera $f(\vec{r}, \vec{p}, t + \Delta t)$ et les coefficients de diffusion intégrés sur le pas de temps Δt

$$\int_t^{t+\Delta t} dt' C_L(\vec{r}, t')$$

évalués avec la distribution moyennée $f(\vec{r}, \vec{p}, t + \Delta t)$. Cette première étape du calcul est effectuée à l'aide d'une simulation BUU ou Landau-Vlasov (voir Ch. II);

ii) Dans l'étape suivante, on détermine les fluctuations de chaque moment multipolaire local à l'aide de l'éq. (III-12);

iii) Finalement, on insère les fluctuations dans la densité à un corps $f_\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t + \Delta t)$ en effectuant une loi d'échelle sur la distribution à un corps $f(\vec{r}, \vec{p}, t + \Delta t)$ pour retrouver les nouvelles valeurs de Q_L^λ . Cette procédure est répétée à chaque pas de temps.

Pour une simulation précise de EBL, il faudrait en principe tenir compte de tous les moments multipolaires de la distribution d'impulsions. En pratique, on suppose que quelques moments d'ordre bas suffiront pour générer des solutions raisonnables de EBL. On se contentera ici des deux premiers moments de la distribution en impulsions qui peuvent fluctuer, c.à.d, le moment quadrupolaire $Q_2^{\lambda}(\vec{r}, t)$ et le moment octopolaire $Q_3^{\lambda}(\vec{r}, t)$. En effet, les coefficients de diffusion des moments d'ordres inférieurs ($L=0$, $L=1$) s'annulent à cause de la conservation du nombre de particules et de l'impulsion. Les moments $Q_2^{\lambda}(\vec{r}, t)$ et $Q_3^{\lambda}(\vec{r}, t)$ sont définis par l'éq. (III-14) avec les opérateurs suivants:

$$\hat{Q}_2(\vec{p}) = 2 p_z^2 - p_x^2 - p_y^2 \quad (\text{III-17a})$$

$$\hat{Q}_3(\vec{p}) = 5 p_z^3 - 3 p_z \vec{p}^2 \quad (\text{III-17b})$$

Comme première étape dans notre simulation de EBL, nous nous limiteront au moment quadrupolaire et nous étudieront l'évolution de notre système en fonction des fluctuations de $Q_2^{\lambda}(\vec{r}, t)$. On verra plus loin que c'est en fait une assez bonne approximation (voir section III-3-2 et fig. (III-3)). Le choix du moment quadrupolaire n'est pas totalement arbitraire. En effet, c'est le premier moment de la distribution qui peut fluctuer et d'un autre côté, il peut constituer dans le cas des collisions entre ions lourds une bonne mesure de la dissipation.

III-2-2 Projection sur le moment quadrupolaire

Dans le but de simplifier les calculs numériques, on intègre $Q_2^{\lambda}(\vec{r}, t)$ sur tout l'espace réel et on applique la procédure décrite précédemment pour déterminer la solution de EBL à partir des moments multipolaires fluctuants, non plus au moment quadrupolaire local mais au moment quadrupolaire intégré sur l'espace réel (insertion globale des fluctuations). Des trois étapes de cette procédure, la troisième est de loin la plus délicate et la plus difficile à mettre en œuvre. En effet, si l'on pouvait tenir compte de tous les moments multipolaires fluctuants dans la loi d'échelle de la distribution d'impulsions, le problème ne se poserait pas. Mais comme on est obligé pour des raisons d'ordre pratique de se limiter à certains de ces moments, le problème devient délicat et l'on peut alors imaginer plusieurs lois d'échelle possibles de la distribution, pourvu que l'on préserve les lois de conservation (masse, énergie, impulsion). On aura alors pour un même couple de valeurs (Q_2, Q_3) , non pas une trajectoire unique, mais plusieurs trajectoires possibles reliées aux prescriptions de la loi d'échelle. Ceci reste vrai aussi dans le cas où l'on conserve une approche locale, mais on peut espérer que ce facteur numérique sera moins important à cause de la localité de l'approche.

Dans le cas de l'insertion globale des fluctuations, on utilisera dans ce qui suit deux prescriptions pour les lois d'échelle. La première que l'on nommera "globale douce", consiste à renormaliser les impulsions de toutes les particules par une loi d'échelle à deux paramètres. L'énergie et le moment quadrupolaire de la distribution sont donnés dans le cadre de la simulation particulière décrite au chapitre précédent par ⁽¹⁾

⁽¹⁾ On adopte ici la cinématique classique mais comme on le verra par la suite, il sera très facile de passer à la cinématique relativiste.

$$E = \frac{1}{2m} \sum (p_z^2 + p_\perp^2)$$

$$Q_2 = \sum (2p_z^2 - p_\perp^2) \quad (\text{III-18})$$

où la sommation est effectuée sur toute les particules. Pour déterminer les fluctuations de Q_2 à l'aide de l'éq. (III-12), il est nécessaire de remarquer que le choix de Q_2^λ est restreint par la conservation de l'énergie (eq. (III-18))

$$-2mE < Q_2^\lambda < 4mE \quad (\text{III-19})$$

En choisissant maintenant une loi d'échelle à deux paramètres;

$$p_z \text{ ----> } \alpha p_z; p_\perp \text{ ----> } \beta p_\perp \quad (\text{III-20})$$

avec

$$\alpha = \sqrt{\frac{Q_2^\lambda + 2mE}{\sum 3p_z^2}}; \beta = \sqrt{\frac{4mE - Q_2^\lambda}{\sum 3p_\perp^2}} \quad (\text{III-21})$$

il devient facile d'appliquer la loi d'échelle à la distribution tout en conservant l'énergie et l'impulsion.

La deuxième prescription pour la loi d'échelle appelée "globale dure", consiste à ne renormaliser que les impulsions des particules qui ont collisionné au cours du pas de temps Δt . On utilise ici aussi une loi d'échelle à deux paramètres avec les mêmes prescriptions que précédemment mais les sommations sont effectuées seulement sur les particules qui ont collisionné.

On a aussi développé des calculs dans lesquels la loi d'échelle de la distribution d'impulsions a été fait localement. La localité dans la méthode particulière que nous utilisons pour nos simulations numériques doit-être comprise sur la base d'une description en cellules de notre espace réel. La taille des cellules ne doit-être ni trop petite ce qui fait que l'on n'aurait qu'un faible nombre de pseudo-particules par cellules et par conséquent une mauvaise description de la distribution d'impulsions locale, ni trop grande pour garder au mieux notre image de localité. On utilise des tailles de cellule de l'ordre de 2 à 3 fm (il y aura en moyenne 2 nucléons par cellule). Dans chaque cellule, on renormalise alors les impulsions de toutes les particules se trouvant dans cette

cellule avec une loi d'échelle à deux paramètres (de même que dans l'insertion globale douce mais appliquée à chaque cellule individuellement et non pas à tout le système). Dans la limite de grandes cellules, on retrouve exactement les résultats de l'insertion globale douce.

III-2-3 projection sur les moments quadrupolaire et octopolaire

Dans le cas où l'on considère les deux premiers moments fluctuants de la distribution Q_2^λ et Q_3^λ , on utilisera la prescription "Globale Douce" avec une loi d'échelle à trois paramètres. L'énergie, le moment quadrupolaire et le moment octopolaire sont donnés par

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{2m} \sum (p_z^2 + p_\perp^2) \\ Q_2 &= \sum (2p_z^2 - p_\perp^2) \\ Q_3 &= \sum (2p_z^3 - 3p_z p_\perp^2) \end{aligned} \quad (\text{III-22})$$

Dans la suite de cette section, pour des raisons de simplicité, on remplace les sommations par la notation " $\langle . \rangle$ ". Pour la loi d'échelle à trois paramètres, le fait que le moment octopolaire donne une mesure de l'asymétrie gauche-droite du système nous pousse à choisir une loi d'échelle bien particulière où l'on distingue entre les impulsions longitudinales positives et les impulsions longitudinales négatives du système. La loi d'échelle est la suivante :

$$\begin{aligned} \text{pour } p_z > 0; \quad p_z &\text{ ----} \rightarrow \alpha p_z; \quad p_\perp \text{ ----} \rightarrow \beta_1 p_\perp \\ \text{pour } p_z < 0; \quad p_z &\text{ ----} \rightarrow \alpha p_z; \quad p_\perp \text{ ----} \rightarrow \beta_2 p_\perp \end{aligned} \quad (\text{III-23})$$

on notera aussi par la suite les quantités calculées avec des particules ayant un p_z positif (négatif) avec un "+" en indice ("-" en indice). On aura alors après avoir déterminé les fluctuations sur Q_2 et Q_3 à l'aide de l'éq. (III-12), les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
E &= \langle p_z^2 \rangle + \langle p_\perp^2 \rangle = \langle p_z^2 \rangle_+ + \langle p_z^2 \rangle_- + \langle p_\perp^2 \rangle_+ + \langle p_\perp^2 \rangle_- \\
Q_{2+}^\lambda &= 2\alpha^2 \langle p_z^2 \rangle_+ - \beta_1^2 \langle p_\perp^2 \rangle_+ \\
Q_{2-}^\lambda &= 2\alpha^2 \langle p_z^2 \rangle_- - \beta_2^2 \langle p_\perp^2 \rangle_- \\
Q_{3+}^\lambda &= 2\alpha^3 \langle p_z^3 \rangle_+ - 3\alpha\beta_1^2 \langle p_z p_\perp^2 \rangle_+ \\
Q_{3-}^\lambda &= 2\alpha^3 \langle p_z^3 \rangle_- - 3\alpha\beta_2^2 \langle p_z p_\perp^2 \rangle_- \\
Q_2^\lambda &= Q_{2+}^\lambda + Q_{2-}^\lambda ; \quad Q_3^\lambda = Q_{3+}^\lambda + Q_{3-}^\lambda
\end{aligned} \tag{III-24}$$

on obtient alors pour α , β_1 et β_2

$$\begin{aligned}
\alpha^2 &= \frac{E + Q_2^\lambda}{3\langle p_z^2 \rangle} \\
\beta_1^2 &= \frac{C_1 \langle p_z p_\perp^2 \rangle_- - C_2 \langle p_\perp^2 \rangle_-}{\Delta} \\
\beta_2^2 &= \frac{-C_1 \langle p_z p_\perp^2 \rangle_+ + C_2 \langle p_\perp^2 \rangle_+}{\Delta}
\end{aligned} \tag{III-25}$$

où C_1 , C_2 et Δ sont donnés par :

$$\begin{aligned}
C_1 &= 2\alpha^2 \langle p_z^2 \rangle - Q_2^\lambda = \frac{2E - Q_2^\lambda}{3} \\
C_2 &= \frac{1}{3} \left[2\alpha^2 \langle p_z^3 \rangle - \frac{1}{\alpha} Q_3^\lambda \right] \\
\Delta &= \langle p_\perp^2 \rangle_+ \langle p_z p_\perp^2 \rangle_- - \langle p_\perp^2 \rangle_- \langle p_z p_\perp^2 \rangle_+
\end{aligned} \tag{III-26}$$

Comme précédemment, on ne peut pas prendre toute les valeurs pour Q_2^λ et Q_3^λ et leur choix est restreint par les conditions suivantes (éq. (III-19) et (III-25)) :

$$\begin{aligned}
-2mE &< Q_2^\lambda < 4mE \\
\frac{C_1 \langle p_z p_\perp^2 \rangle_-}{\langle p_\perp^2 \rangle_-} &< C_2 < \frac{C_1 \langle p_z p_\perp^2 \rangle_+}{\langle p_\perp^2 \rangle_+}
\end{aligned} \tag{III-27}$$

III-3 Applications aux collisions entre ions lourds

Dans cette section, on présente les résultats des simulations de EBL appliquées au cas des collisions entre ions lourds et on compare ces résultats avec ceux obtenus avec EBN. Partant d'une condition initiale, on génère un ensemble d'évènements EBN ou EBL. EBN est une équation déterministe et elle devrait en principe générer une seule trajectoire moyenne. Cependant, les simulations numériques de EBN sont basées comme on l'a vu dans le chapitre précédent, sur l'algorithme des collisions à deux corps aléatoires ce qui génère de petites fluctuations statistiques non présentes dans l'équation (voir chap. II).

Pour les simulations, on a utilisé l'algorithme Landau-Vlasov avec une expansion de la fonction de distribution à un corps en fonctions deltas en prenant comme pour les calculs du chapitre II, 30 particules test par nucléon physique pour les systèmes légers (moins de 40 nucléons au total) et 20 particules test pour les systèmes plus lourds.

A basses énergies ($E_{\text{Lab}} \leq 100$ MeV/n), on a travaillé avec une interaction simplifiée type Skyrme à trois paramètres (A , B , σ , éq. (II-3)) qui donne une incompressibilité $K_{\infty} = 200$ MeV. Cette interaction est suffisante à ces énergies où la dépendance en impulsions de l'interaction est petite. A hautes énergies ($E_{\text{Lab}} \geq 100$ MeV/n), la dépendance en impulsions de l'interaction devient de plus en plus importante, et on devrait, pour une bonne description du processus de collision, inclure cette dépendance dans le champ moyen. Comme on ne dispose pas pour le moment de cette dépendance dans notre algorithme, on travaille sans interaction. A notre avis, c'est une meilleure approximation que d'utiliser une force de Skyrme sans dépendance en impulsions qui donne une interaction attractive à hautes énergies alors qu'elle devrait être répulsive (voir discussion sur le champ moyen dans la section II-4-5). Pour les autres données de la simulation, on utilise les mêmes que dans les simulations du chapitre II.

III-3-1 Propriétés globales de EBL

Dans cette section, on restreint notre projection sur les moments de la distribution au moment quadrupolaire Q_2 . Sur les figures (III-2a), (III-2b) et (III-2c), on étudie les propriétés globales d'ensemble de la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ pour les énergies de bombardement $E_{\text{Lab}} = 40$ MeV/n, 300 MeV/n et 600 MeV/n

respectivement et pour un paramètre d'impact $b = 0$ fm. Les moyennes d'ensemble sont notées par " $\langle . \rangle$ ". Les quantités présentées sur ces figures sont intégrées sur tout l'espace de phase. Sur ces figures, on compare les résultats de quatre types de calculs: un calcul EBN (sans incorporation des fluctuations), un calcul EBL avec la renormalisation "globale douce", un calcul EBL avec la renormalisation "globale dure", et enfin un calcul EBL avec la renormalisation "locale" (dans ce cas, la taille des boîtes en espace réel a été fixée à 3.24 fm).

La partie supérieure de ces figures représente l'évolution en temps de la moyenne d'ensemble du moment quadrupolaire $Q_2(t)$ et le coefficient de diffusion $C_2(t)$ (intégré sur le pas de temps $\Delta t = 2$ fm/c pour la collision à 40 MeV/n et $\Delta t = 0.5$ fm/c pour les collisions à 300 et 600 MeV/n) est représenté sur la partie centrale de ces figures. La moyenne d'ensemble du moment quadrupolaire constitue une bonne mesure de la dissipation du système. Elle décrit l'amortissement du mouvement relatif et montre qu'une grande fraction de l'énergie cinétique relative a été convertie en une excitation incohérente du système. De l'évolution du coefficient de diffusion, on observe que:

- i) Le coefficient de diffusion est concentré durant les premières étapes de la réaction, là où le taux de dissipation est le plus élevé;
- ii) Sa valeur maximum est plus grande approximativement d'un ordre de grandeur que le bruit de fond asymptotique;

Ces observations indiquent que de grandes fluctuations dynamiques sont introduites dans l'espace des impulsions durant les premières étapes de la collision. ce qui laisse à penser que ces fluctuations lorsqu'elles sont introduites dans l'équation du mouvement peuvent jouer un rôle important dans l'évolution dynamique du système. Ce point est d'ailleurs illustré dans la partie inférieure de ces mêmes figures. La variance $\sigma_2(t)$ définie par:

$$\sigma_2(t) = \sqrt{\langle Q_2^2 \rangle - \langle Q_2 \rangle^2} \quad (\text{III-28})$$

est représenté en fonction du temps dans cette partie des figures. On peut en tirer les remarques suivantes:

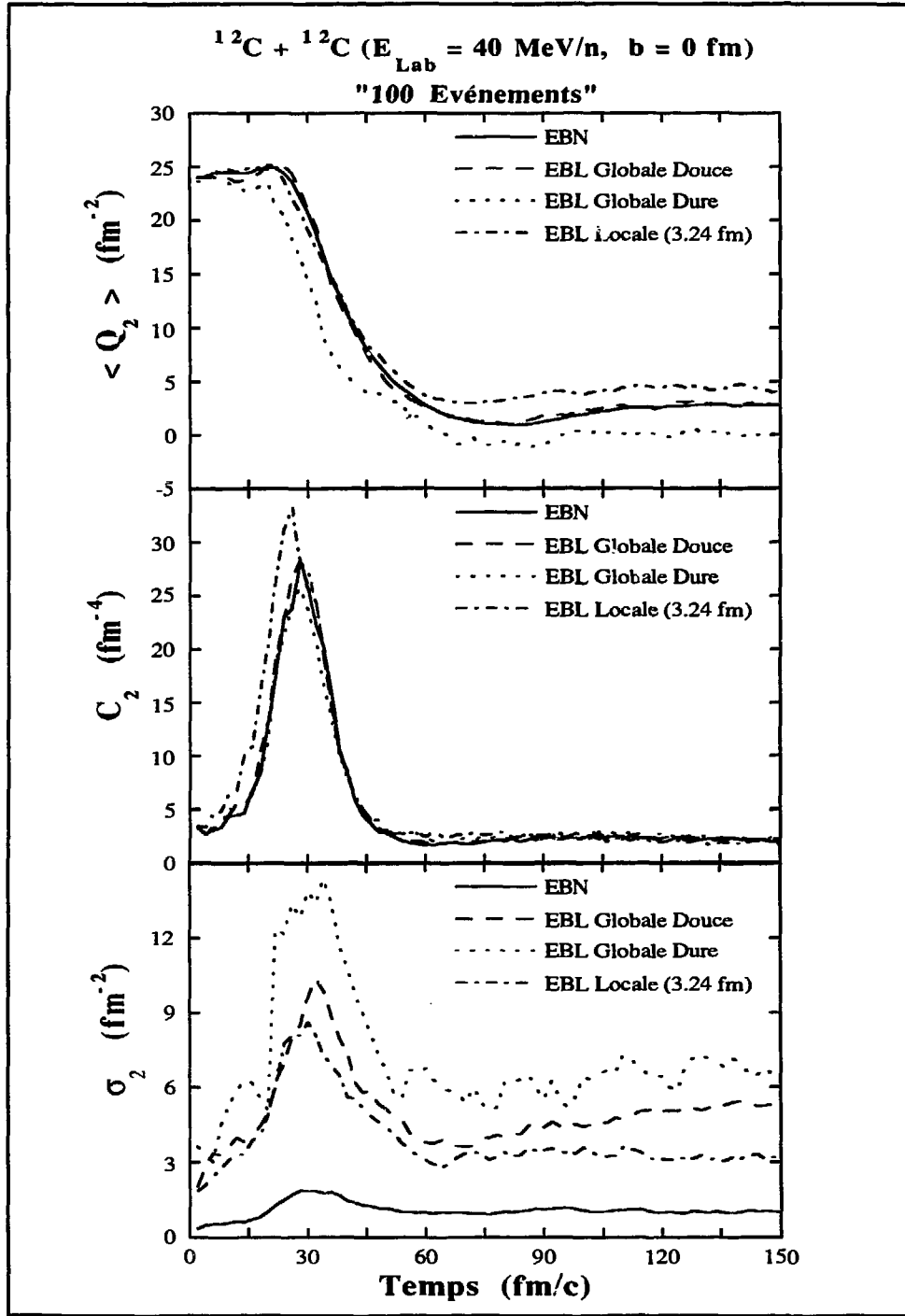


Fig. (III-2a): Evolution en temps de la moyenne d'ensemble du moment quadrupolaire Q_2 de la distribution d'impulsions (intégré sur tout l'espace réel), du coefficient de diffusion C_2 correspondant (intégré aussi sur l'espace réel et sur le pas de temps $\Delta t = 2 \text{ fm/c}$) et de la variance σ_2 du moment quadrupolaire pour la collision centrale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 40 MeV/n . Les calculs ont été effectués avec EBN (trait continu), EBL globale douce (trait discontinu), EBL globale dure (trait en pointillés) et EBL locale (trait tirets-pointillés).

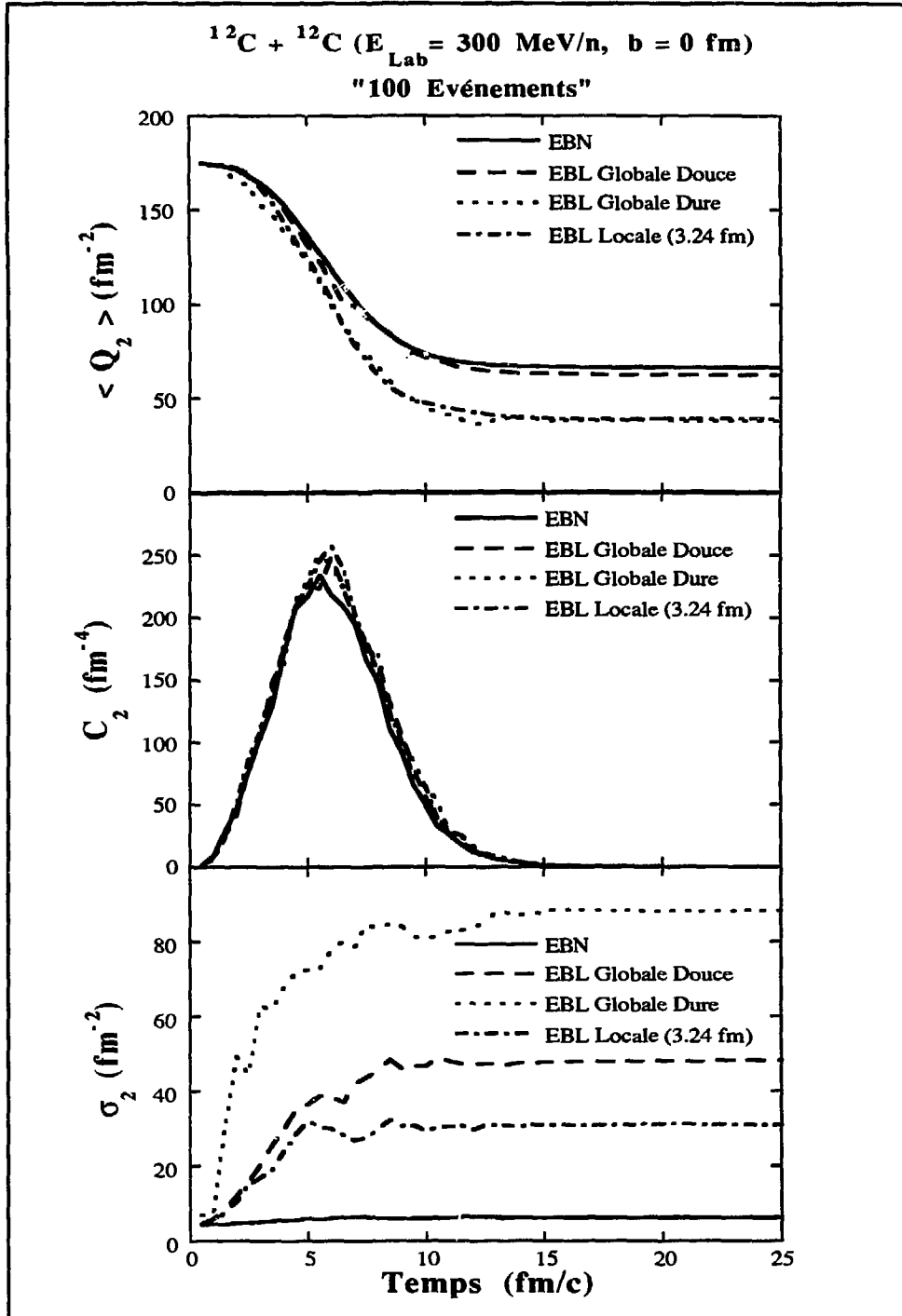


Fig. (III-2b): Même chose que la fig. (III-2a) mais avec une énergie incidente de 300 MeV/n. Le coefficient de diffusion est intégré sur le pas de temps $\Delta t = 0.5 \text{ fm/c}$.

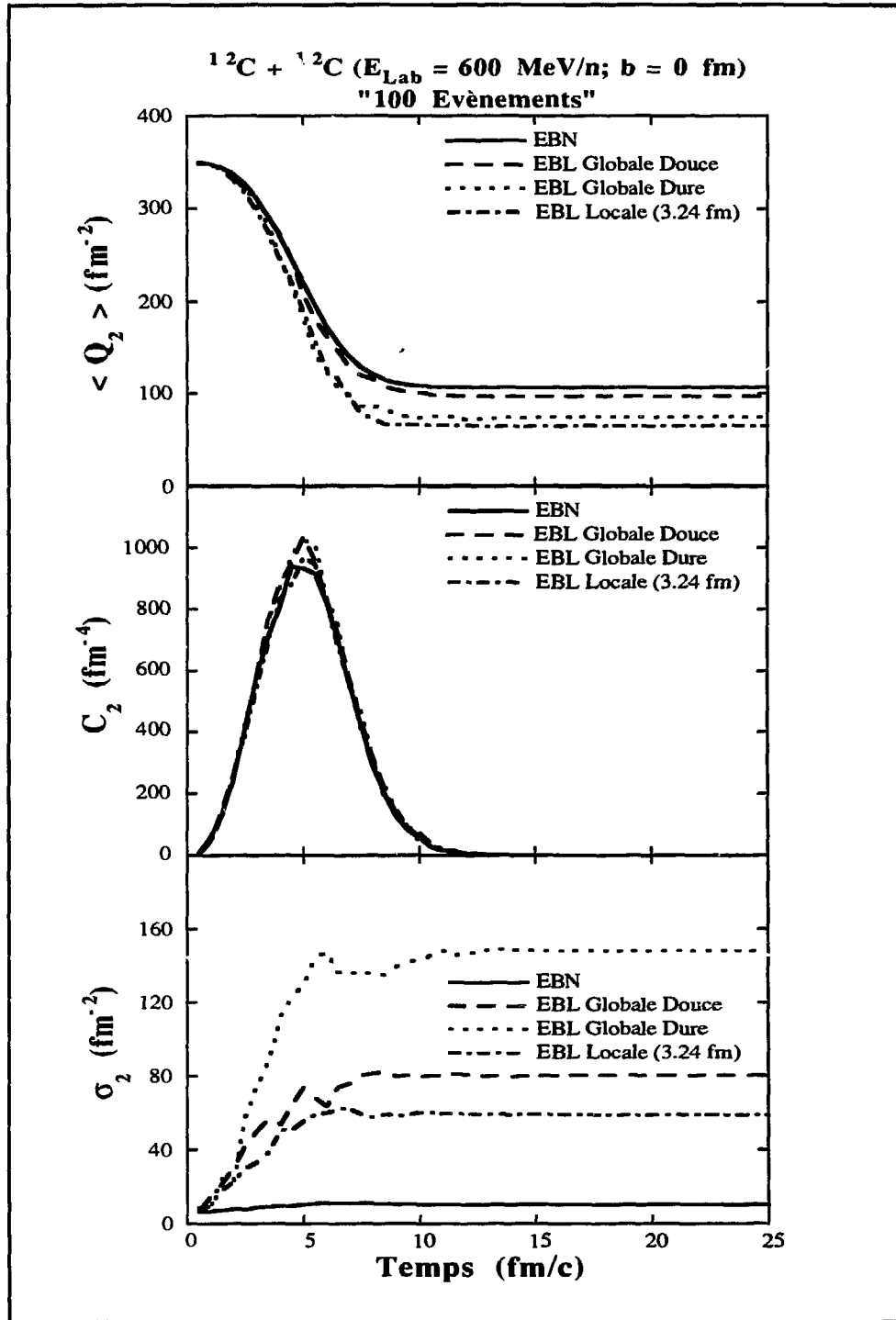


Fig. (III-2c): Môme chose que la fig. (III-2a) mais avec une énergie incidente de 600 MeV/n. Le coefficient de diffusion est intégré sur le pas de temps $\Delta t = 0.5 \text{ fm/c}$.

-i) Dans le cas du calcul EBN, la variance $\sigma_2(t)$ devrait être nulle puisque EBN est une équation déterministe. Cependant, comme on ne fait que simuler EBN avec les algorithmes particuliers, $\sigma_2(t)$ n'est pas nulle à cause des fluctuations numériques introduites par la simulation. Toutefois, $\sigma_2(t)$ reste très petite à tout moment de l'évolution du système. Ceci indique clairement que les fluctuations numériques générées dans la simulation de la collision sont petites et ne sont pas propagées durant l'évolution dynamique.

-ii) Les calculs EBL montrent un comportement différent. La variance $\sigma_2(t)$ croît puis décroît jusqu'à une certaine valeur où elle se stabilise. La valeur maximum de $\sigma_2(t)$ peut dépasser d'un ordre de grandeur le bruit de fond donné par le calcul EBN;

-iii) Comparée au pic présenté par le coefficient de diffusion $C_2(t)$, la bosse de $\sigma_2(t)$ présente un léger retard, de quelques fm/c;

-iv) La bosse disparaît lorsqu'on augmente l'énergie de la collision;

-v) La bosse apparaît aux premières étapes de la collision, là où le moment quadrupolaire $Q_2(t)$ est encore assez grand. On reviendra aussi sur l'importance de ce point lorsqu'on discutera de la production de kaons sous le seuil dans EBL.

La comparaison des résultats des différents calculs peut-être aussi très instructive:

-i) D'une manière générale, $C_2(t)$ est approximativement insensible aux fluctuations. Ceci n'est pas surprenant du moment qu'on sait qu'il reflète la dissipation du système;

-ii) Dans le calcul "EBL globale douce", la moyenne d'ensemble du moment quadrupolaire $Q_2(t)$ ne change pas beaucoup par rapport au résultat de EBN. Au contraire de ce calcul, les calculs "EBL globale dure" et "EBL locale" montrent une nette différence comparés au cas EBN. Ceci signifie que dans ces deux cas précis, l'incorporation des fluctuations dynamiques modifie aussi bien les trajectoires individuelles des événements (voir la variance $\sigma_2(t)$) que la trajectoire moyenne de l'ensemble des événements (comparée à la trajectoire moyenne EBN);

-iii) Pour les trois énergies incidentes, le calcul "EBL globale dure" donne les plus grandes fluctuations du moment quadrupolaire. Cet effet était d'une certaine manière prévisible. En effet, en ne renormalisant que les particules qui

ont subi une collision au cours du pas de temps considéré, on introduit une surcorrélacion qui est en fait absente de l'équation. On peut alors dire que le calcul "EBL globale dure" donne d'une certaine manière la borne supérieure pour les effets des fluctuations.

Dans un calcul réaliste, on devrait utiliser la prescription "EBL locale" pour simuler EBL. Mais comme on vient de le voir dans cette section cette simulation donne qualitativement les mêmes résultats pour les observables globales traitées ici que la simulation "EBL globale douce". dans la suite, on utilisera la simulation "EBL globale douce" dans le but de minimiser les temps calculs.

III-3-2 Troncacion de l'expansion multipolaire de la distribution d'impulsions

Dans les résultats présentés auparavant, nous avons étudié les propriétés globales de EBL en ne considérant qu'un seul moment pour l'expansion, le moment quadrupolaire. Dans ce qui suit et dans le but de tester la précision de notre méthode de projection ainsi que la validité de notre troncacion, nous avons effectué des calculs dans lesquels la distribution d'impulsions est renormalisée en considérant les fluctuations des deux premiers moments fluctuants, le moment quadrupolaire et le moment octopolaire (comme indiqué dans la section (III-2-3)). Sur les figures (III-3a), (III-3b), (III-3c) et (III-3d), on présente une comparaison entre un calcul "EBL globale douce" effectué en ne considérant que les fluctuations du moment quadrupolaire, et un calcul effectué en considérant les fluctuations des deux moments (par la suite, on nommera cette simulation "EBL $Q_2 + Q_3$ ") pour la collision centrale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 40 et 300 MeV/n. On peut voir sur les figures (III-3a) et (III-3c) que les deux calculs donnent les mêmes valeurs pour $\langle Q_2(t) \rangle$, $C_2(t)$ et $\sigma_2(t)$. Ceci est aussi valable pour $\langle Q_3(t) \rangle$ et $C_3(t)$ (fig. (III-3b) et (III-3d)). Comme prévu, les deux calculs donnent des valeurs très différentes pour $\sigma_3(t)$. En effet, dans le premier calcul, les fluctuations du moment octopolaire ne sont pas propagées et $\sigma_3(t)$ reste très petit. Par contre dans le deuxième calcul, les fluctuations sont propagées dynamiquement et $\sigma_3(t)$ présente la même bosse caractéristique de la propagation des fluctuations observée pour le moment quadrupolaire.

Avant de clore cette section sur la troncacion de l'expansion en moments multipolaires, vérifions aussi que le coefficient de diffusion mixte défini par :

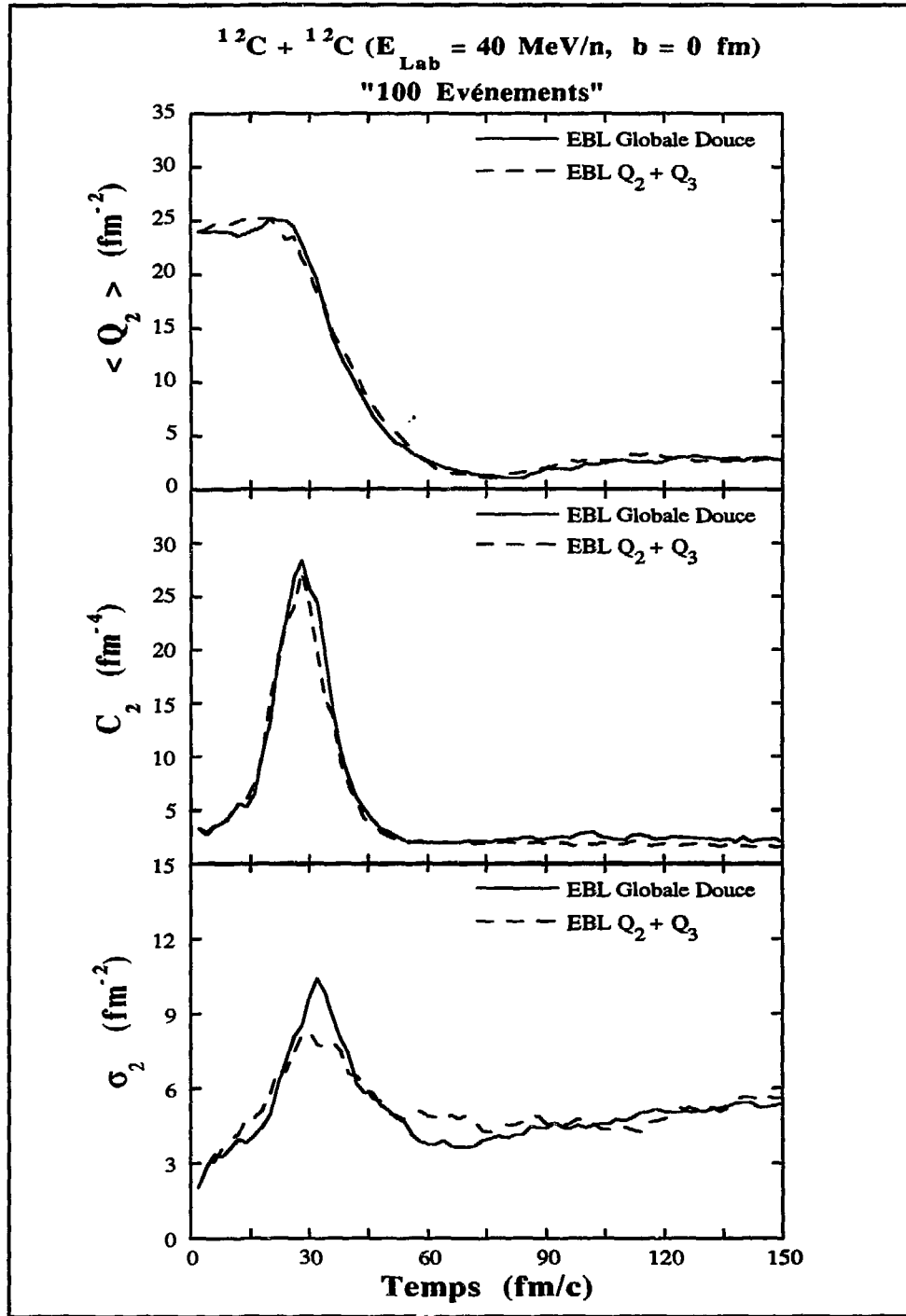


Fig. (III-3a): Comparaison entre une simulation "EBL globale douce" (trait continu) et une simulation "EBL $Q_2 + Q_3$ " (trait discontinu) dans la collision centrale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 40 MeV/n. On a représenté en fonction du temps la moyenne d'ensemble de $Q_2(t)$ (intégrée sur l'espace réel), le coefficient de diffusion $C_2(t)$ (intégrée sur l'espace réel et sur le pas de temps $\Delta t = 2 \text{ fm/c}$) et la variance $\sigma_2(t)$.

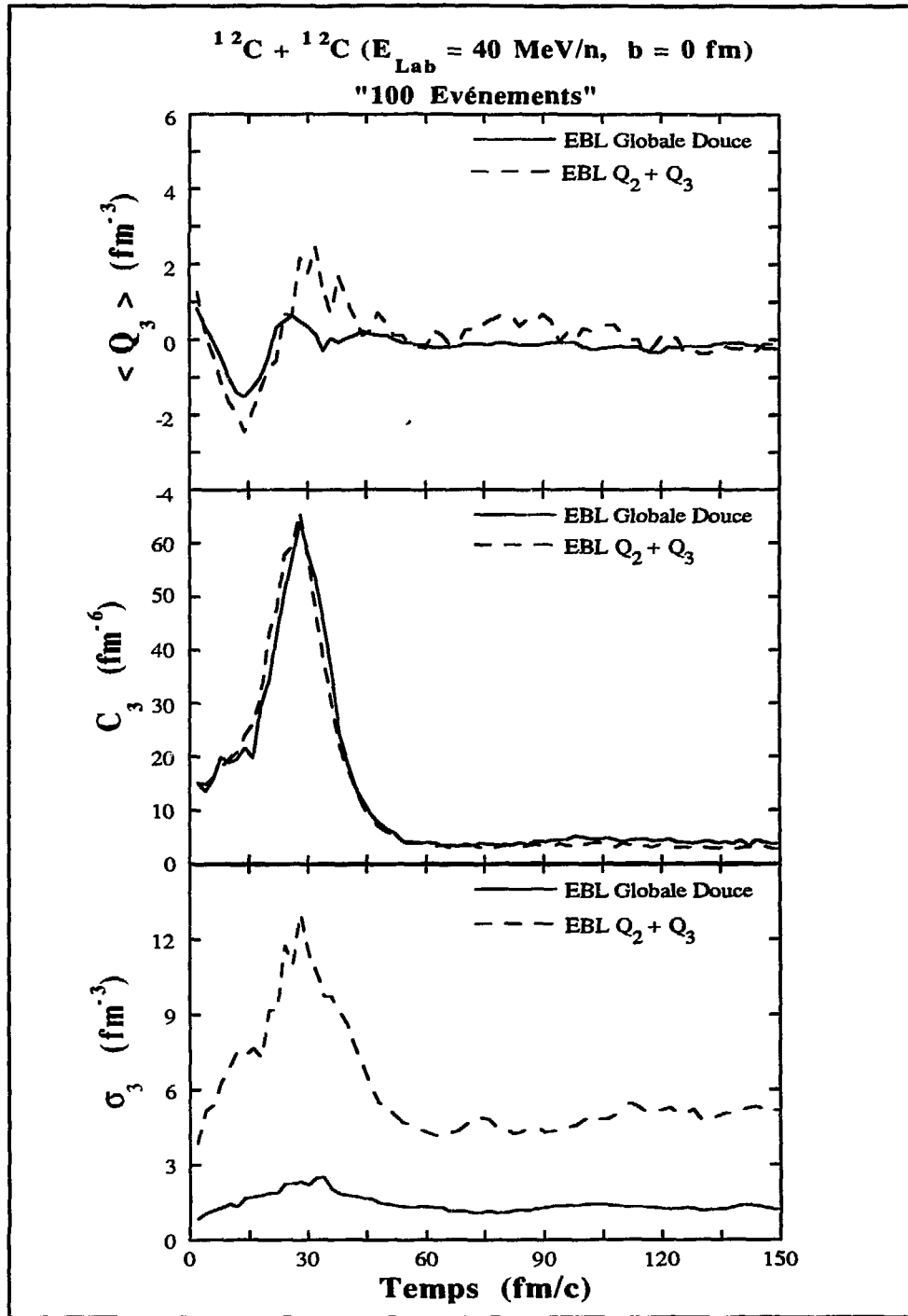


Fig. (III-3b): Même chose que la fig. (III-3a) mais pour le moment octopolaire. On a représenté en fonction du temps la moyenne d'ensemble de $Q_3(t)$ (intégrée sur l'espace réel), le coefficient de diffusion $C_3(t)$ (intégrée sur l'espace réel et sur le pas de temps $\Delta t = 2 \text{ fm/c}$) et la variance $\sigma_3(t)$.

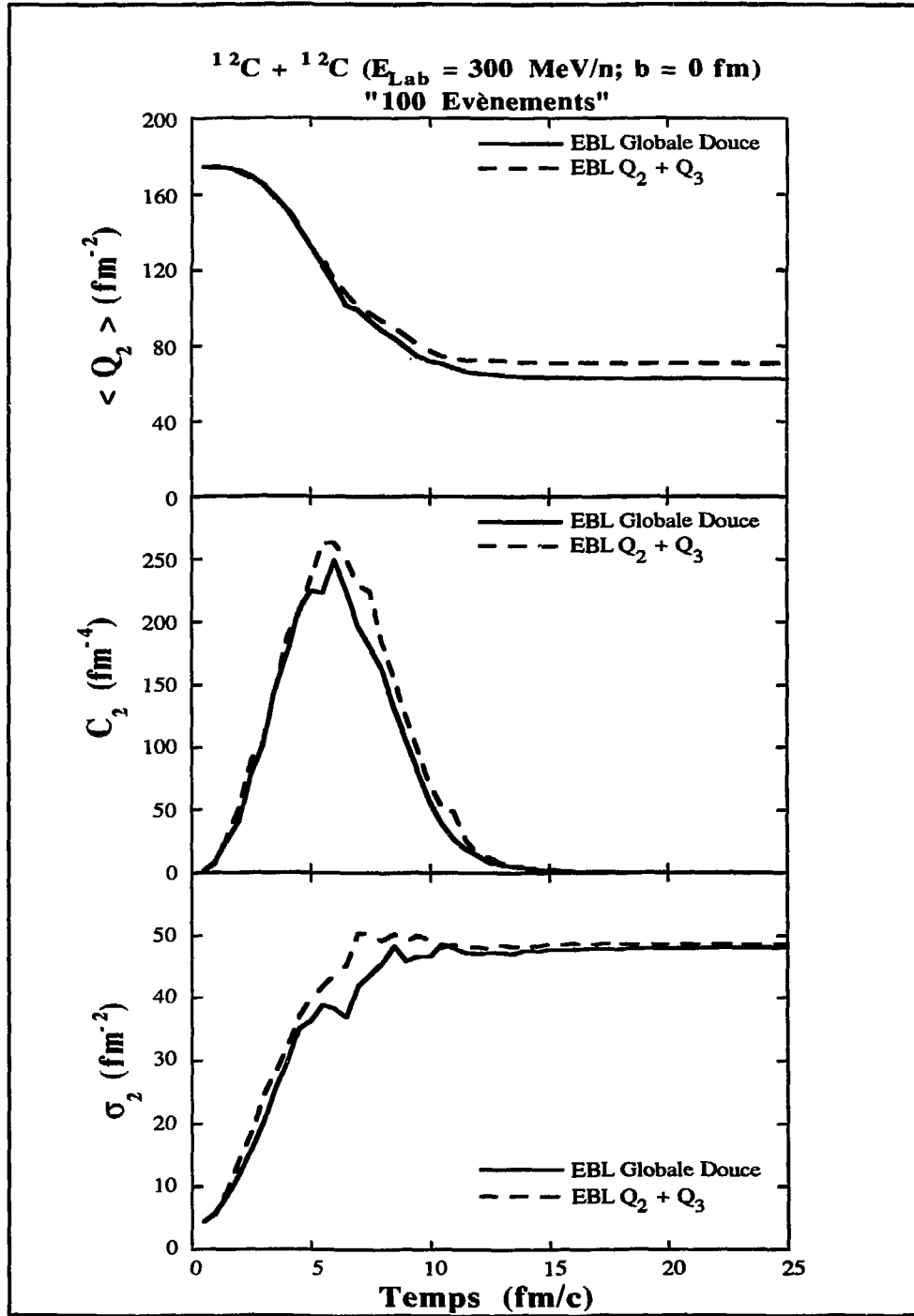


Fig. (III-3c): Môme chose que la fig. (III-3a) mais avec une énergie incidente de 300 MeV/n. Le coefficient de diffusion $C_2(t)$ est intégré sur le pas de temps $\Delta t = 0.5 \text{ fm/c}$.

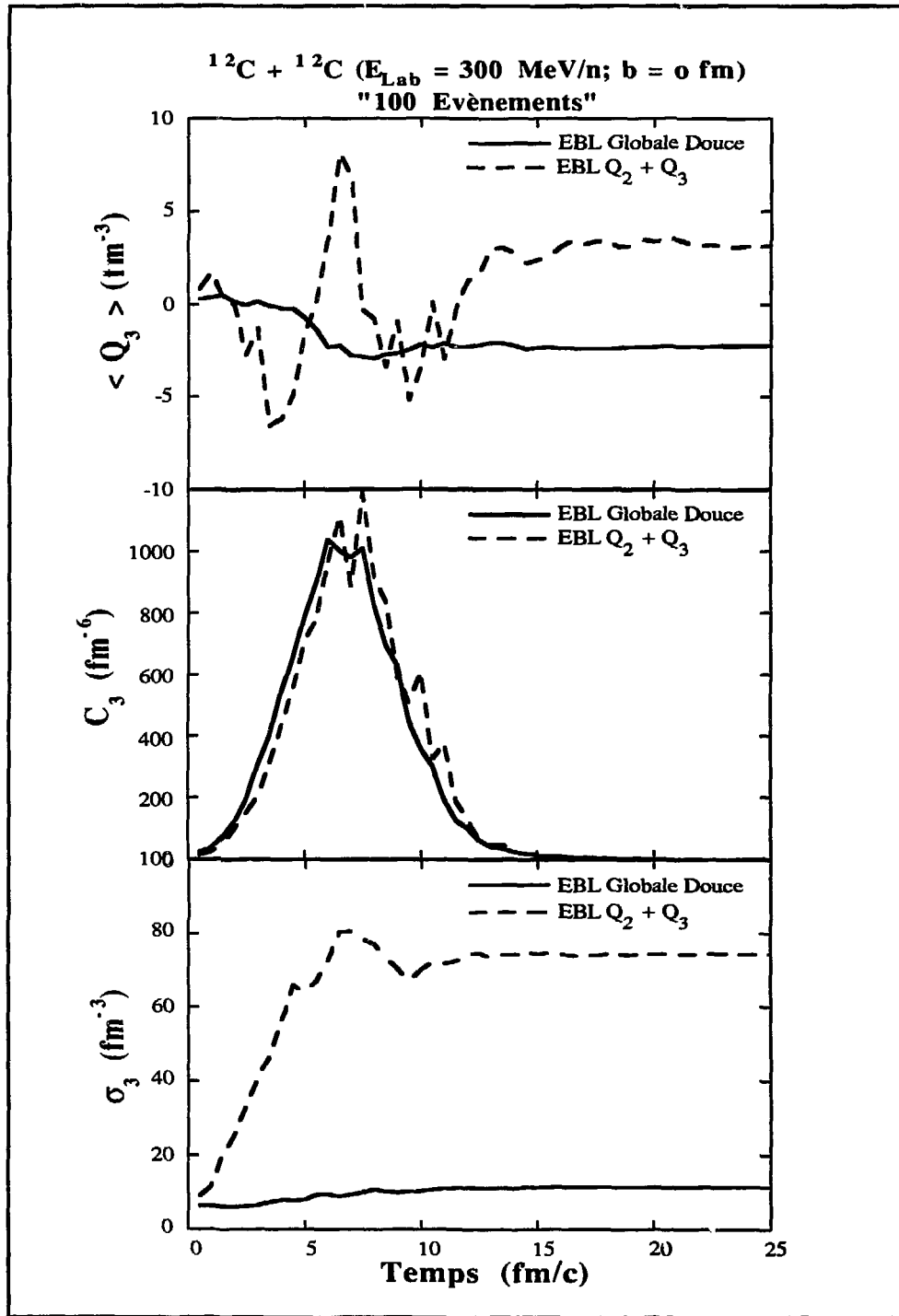


Fig. (III-3d): Môme chose que la fig. (III-3b) mais avec une énergie incidente de 300 MeV/n. Le coefficient de diffusion $C_3(t)$ est intégré sur le pas de temps $\Delta t = 0.5 \text{ fm/c}$.

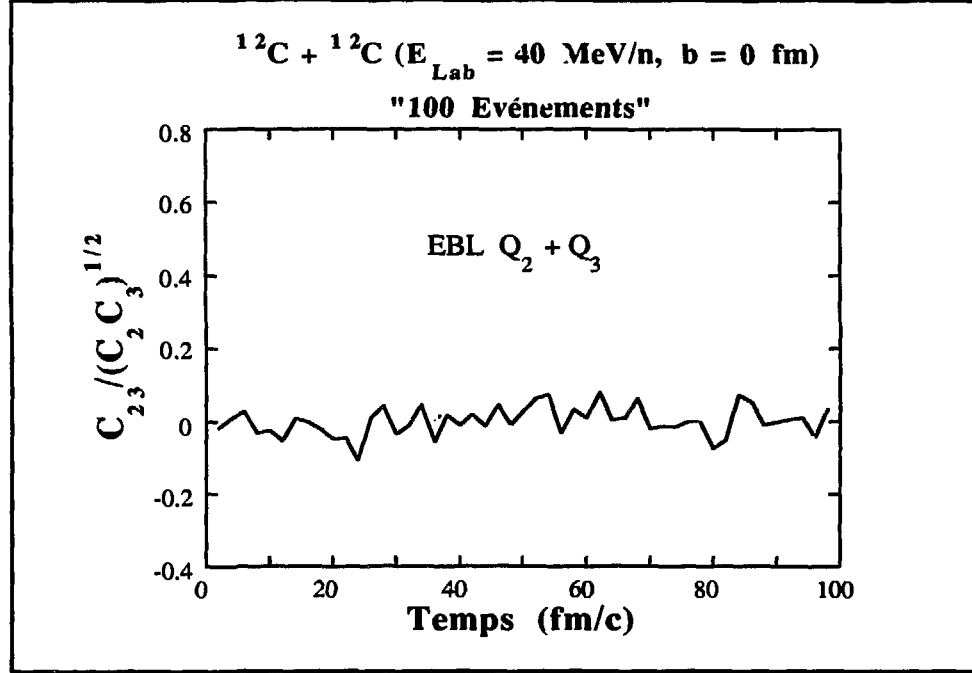


Fig. (III-4): Evolution en temps du rapport $C_{23}/(C_2 C_3)^{1/2}$ pour la collision centrale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 40 MeV/n. Ce rapport donne une estimation de l'importance des coefficients de diffusion mixtes (non diagonaux) de l'expansion en multipôles de la distribution d'impulsions. Les calculs ont été effectués avec la simulation "EBL $Q_2 + Q_3$ ".

$$\begin{aligned}
 C_{23}(\vec{r}, t) &= \int d\vec{p} d\vec{p}' \hat{Q}_2(\vec{p}) \hat{Q}_3(\vec{p}') C(\vec{r}, \vec{p}, \vec{p}') \\
 &= \int d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 d\Omega |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \frac{d\sigma}{d\Omega} (\Delta Q_2) (\Delta Q_3) f_1 f_2 (1 - f_1) (1 - f_2)
 \end{aligned} \quad (\text{III-29})$$

est négligeable devant les coefficients diagonaux $C_2(t)$ et $C_3(t)$. Sur la fig. (III-4), on a représenté la moyenne d'ensemble du rapport $C_{23}/(C_2 C_3)^{1/2}$ en fonction du temps pour la collision centrale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 60 MeV/n. Le calcul a été effectué en considérant les fluctuations des deux moments $Q_2(t)$ et $Q_3(t)$. On peut conclure de cette figure que l'hypothèse du découplage des équations de Langevin pour les moments quadrupolaire et octopolaire est une bonne approximation.

En conclusion, l'hypothèse faite de ne garder que l'ordre le plus bas de l'expansion, c.à.d. le moment quadrupolaire, est une bonne approximation. Le bon accord obtenu sur les figures (III-3) supporte aussi l'hypothèse de l'expansion en multipôles de la distribution d'impulsions et la méthode de projection pour

simuler EBL. Il serait aussi très intéressant de tester l'ordre suivant dans l'expansion, c.à.d le moment hexadécapolaire. Notons cependant qu'en utilisant Q_2 et Q_3 , on a déjà une bonne approximation de toute l'expansion, Q_2 décrivant la déformation et Q_3 l'asymétrie gauche-droite.

III-3-3 Comparaison avec un système isolé

La comparaison des résultats obtenus pour la collision entre ions lourds avec ceux obtenus pour un système isolé peut constituer un bon test de notre simulation numérique. Sur la fig. (III-5), on a représenté la variance $\sigma_2(t)$ en fonction du coefficient de diffusion $C_2(t)$. Les calculs ont été effectués pour un noyau ^{24}Mg isolé (parties supérieures de la fig.) et pour une collision centrale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 60 MeV/n (parties inférieures) dans une simulation EBN (partie gauche) et dans une simulation "EBL globale douce" (partie droite). Dans le cas du noyau isolé avec le calcul EBN, une dissipation spurieuse apparaît, mais reste petite et les fluctuations ne sont pas propagées ($\sigma_2(t)$ est constamment petit). En effet, l'état fondamental du système obtenu numériquement n'est pas parfait et des collisions à deux corps résiduelles ont lieu ce qui donne un C_2 petit mais pas tout à fait nul. Dans le calcul EBL pour le noyau isolé, $\sigma_2(t)$ est plus grand à cause des collisions à deux corps résiduelles qui sont amplifiées par la propagation des fluctuations. Dans la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, le calcul EBN montre une dissipation mais comme les fluctuations ne sont pas propagées, $\sigma_2(t)$ reste tout le temps petit quelque soit la valeur de $C_2(t)$. Par contre le calcul "EBL globale douce" pour ce même système montre une nette augmentation de $\sigma_2(t)$ avec $C_2(t)$.

III-3-4 Evolution des fluctuations en fonction de l'énergie

Dans une collision entre ions lourds à basse énergie incidente, le blocage de Pauli est très important et la dissipation du système est partiellement bloquée. En augmentant l'énergie incidente, le blocage de Pauli devient de moins en moins important ce qui permet au système de dissiper plus, donc aux fluctuations de devenir de plus en plus importantes. Ceci est illustré sur les fig. (III-6) où l'on représente l'évolution de $\langle Q_2 \rangle$, C_2 , σ_2 et le nombre de collision nucléon-nucléon par fm/c en fonction du temps pour la collision centrale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 40, 60 et 100 MeV/n (fig. (III-6a)), et à 300, 600 et 1100 MeV/n (fig. (III-6b)). Le calcul EBL a été effectué en considérant les fluctuations des moments quadrupolaire et

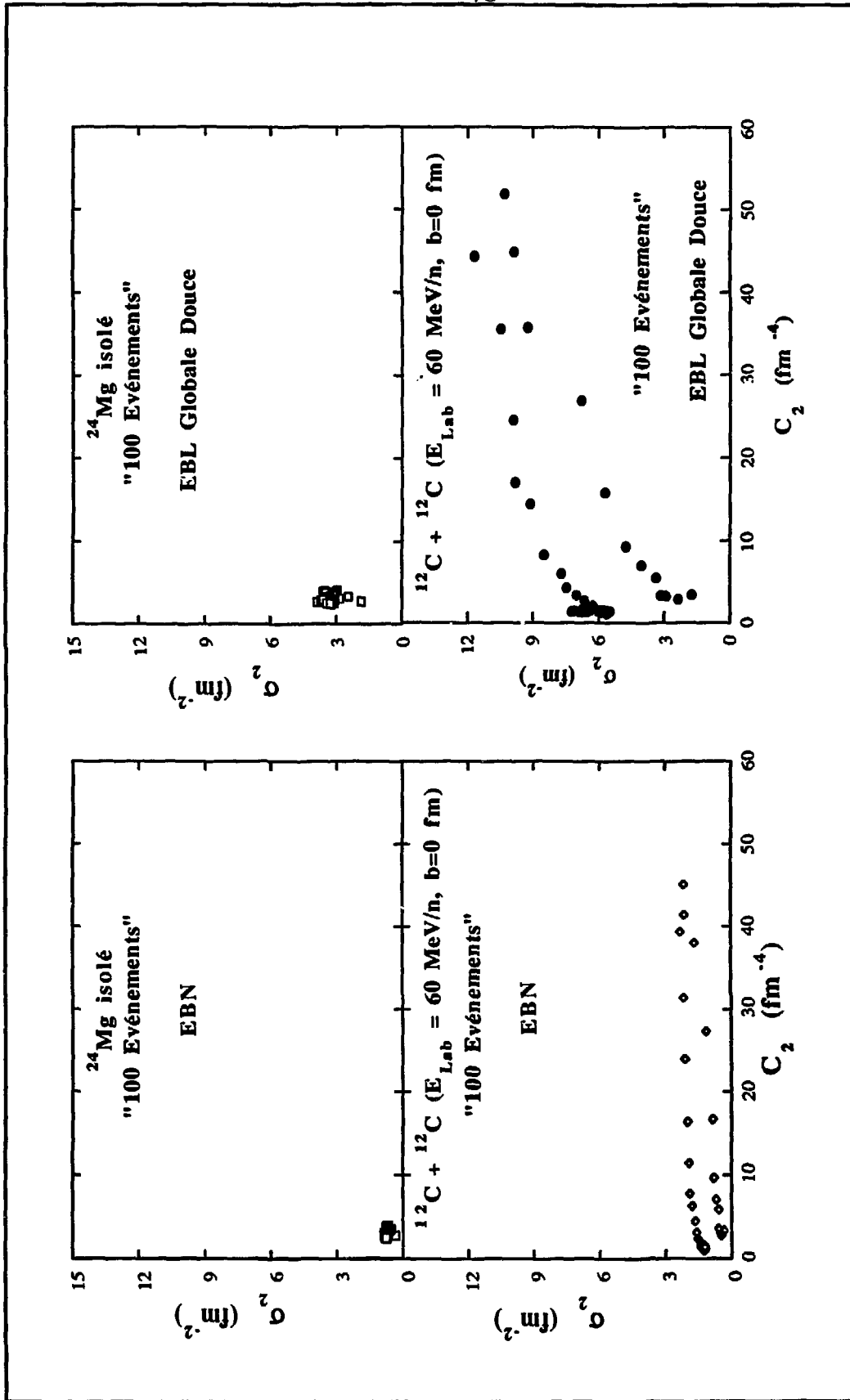


Fig. (III-5): Variance $\sigma_2(t)$ du moment quadrupolaire en fonction du coefficient de diffusion $C_2(t)$ (intégré sur l'espace réel et sur pas de temps $\Delta t = 2 \text{ fm/c}$) pour un noyau ^{24}Mg (partie supérieure de la figure) et pour la collision centrale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 60 MeV/n (partie inférieure). La partie gauche représente le calcul EBN et la partie droite le calcul "EBL globale douce".

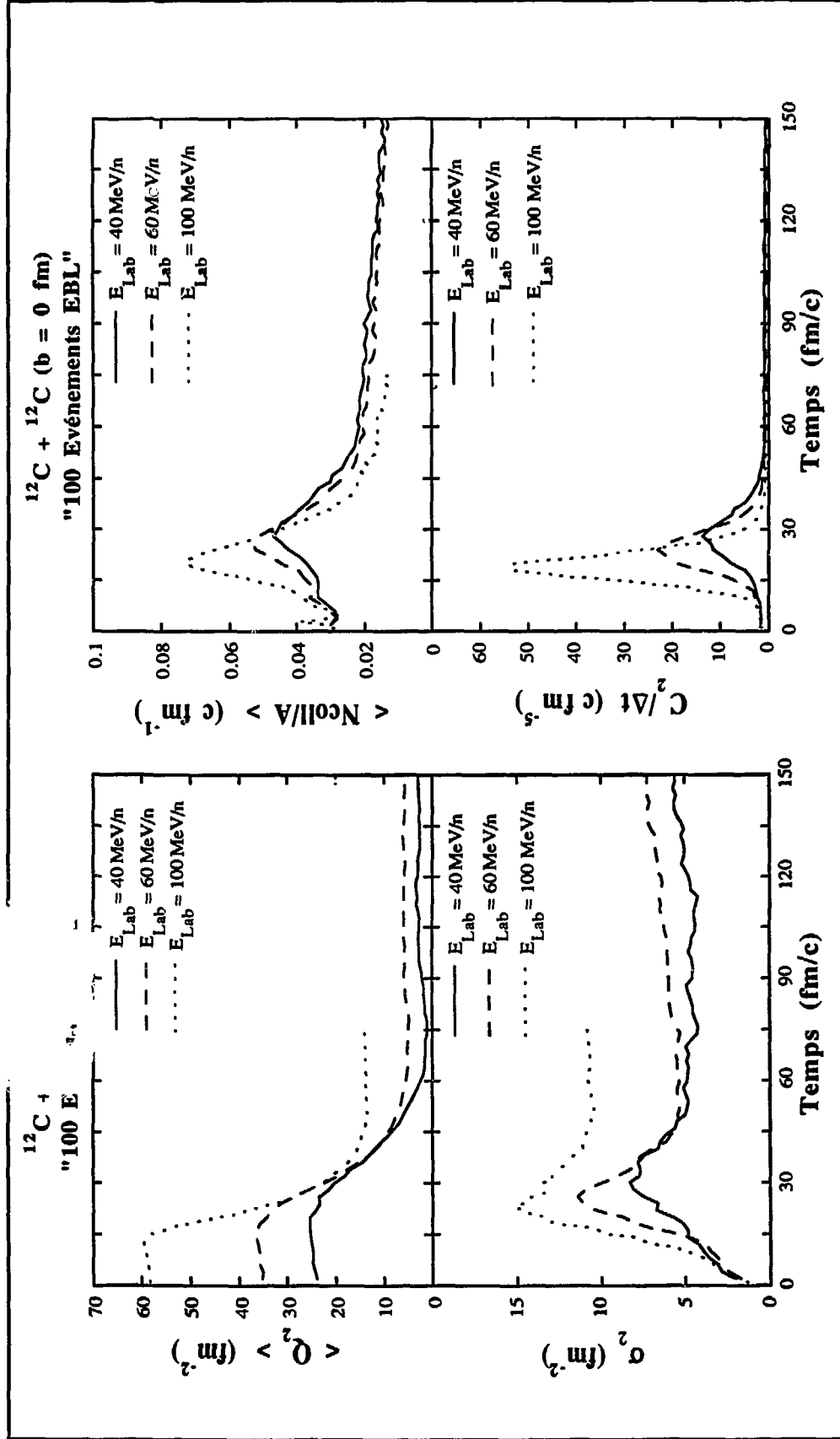


Fig. (III-6a): Dépendance en énergie des propriétés globales des simulations EBL. Les calculs ont été effectués avec la simulation "EBL $Q_2 + Q_3$ " à 40 (trait continu), 60 (trait discontinu) et 100 (trait en pointillés) MeV/n pour la collision centrale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Dans la partie gauche, on a représenté l'évolution en temps de la moyenne d'ensemble du moment quadrupolaire (intégré sur l'espace réel, partie supérieure) et la variance $\sigma_2^2(t)$ (partie inférieure). Dans la partie droite, on a représenté le nombre de collisions nucléon-nucléon par unité de temps et par nucléon (partie supérieure) et le coefficient de diffusion $C_2(t)$ par unité de temps (intégré sur l'espace, partie inférieure).

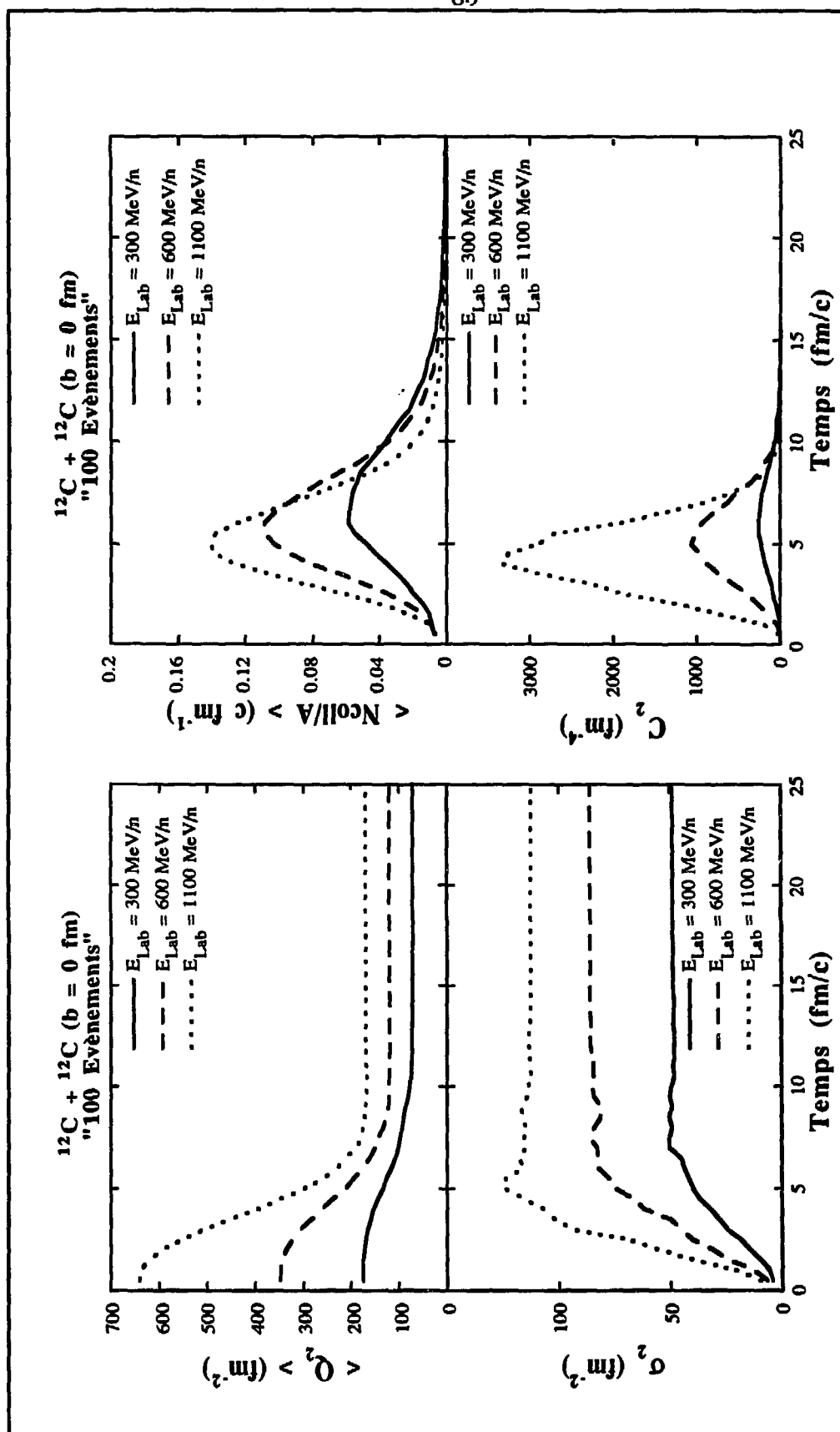


Fig. (III-6b): Môme chose que pour la fig. (III-6a) mais pour les énergies incidentes 300, 600 et 1100 MeV/n. Le coefficient de diffusion est intégré sur le pas de temps $\Delta t = 0.5 \text{ fm/c}$.

octopolaire. Comme prévu, on observe que les fluctuations deviennent de plus en plus importantes quand on augmente l'énergie incidente. Cette augmentation est d'ailleurs très corrélée au nombre de collisions nucléon-nucléon (conséquence du théorème fluctuation-dissipation). On observe aussi sur ces figures que la bosse qui apparaît sur la variance $\sigma_2(t)$, disparaît à haute énergie.

III-3-5 Conclusion

Dans cette partie du chapitre III, on a présenté les résultats de la simulation de EBL basée sur l'expansion en multipôles de la distribution en impulsion. Les fluctuations de la fonction de distribution ont été évaluées à partir des deux premiers moments fluctuants c.à.d, le moment quadrupolaire et le moment octopolaire. Elles sont réinjectées dans la distribution suivant plusieurs prescriptions. Les résultats peuvent se résumer comme suit :

-i) Les calculs indiquent que de grandes fluctuations apparaissent aux toutes premières étapes de la collision. Ces fluctuations sont concentrées sur quelques fm/c;

-ii) L'incorporation des fluctuations modifie aussi bien les trajectoires individuelles des événements que la trajectoire moyenne de l'ensemble de ces événements (voir fig. (III-1));

-iii) L'expansion en multipôles de la distribution apparaît comme une bonne méthode pour simuler l'équation de Boltzmann-Langevin. L'hypothèse de ne garder que l'ordre le plus bas dans l'expansion apparaît aussi comme une bonne approximation;

-iv) La comparaison au système isolé et aux calculs EBN indique clairement que les fluctuations dont il est question ici ne sont pas purement numériques.

III-4 Production de kaons dans EBL

On a vu dans les sections précédentes que les fluctuations introduites par l'équation de Boltzmann-Langevin sont assez importantes et apparaissent aux toutes premières étapes de la collision. On a vu aussi dans le chapitre précédent que les kaons sont émis au tout début de la collision, durant la phase dissipative initiale. Il est donc intéressant de voir comment la production de kaons est influencée par les fluctuations de la distribution d'impulsions sachant que ces

dernières permettent d'explorer les régions les plus énergétiques des distributions.

Dans le cadre de l'équation de Boltzmann-Langevin, la section efficace de production de kaons est donnée par:

$$\begin{aligned}
 E_K \frac{d^3\sigma}{dp_K^3} = & \sum_C \int 2\pi b \, db \int dt \int d\vec{r} \, d\vec{p}_B \, d\vec{p}_{B'} \, |\vec{v}_B - \vec{v}_{B'}| E_K \frac{d^3\sigma_C(\vec{p}_B + \vec{p}_{B'} \rightarrow \vec{p}_K)}{dp_K^3} \\
 & \overline{f_\lambda(\vec{r}, \vec{p}_B, t) f_\lambda(\vec{r}, \vec{p}_{B'}, t) [1 - f_\lambda(\vec{r}, \vec{p}_B'', t)]} \\
 & + \sum_{C'} \int 2\pi b \, db \int dt \int d\vec{r} \, d\vec{p}_\pi \, d\vec{p}_N \, |\vec{v}_\pi - \vec{v}_N| E_K \frac{d^3\sigma_{C'}(\vec{p}_\pi + \vec{p}_N \rightarrow \vec{p}_K)}{dp_K^3} \\
 & \overline{f_\lambda^{(\pi)}(\vec{r}, \vec{p}_\pi, t) f_\lambda(\vec{r}, \vec{p}_N, t)}
 \end{aligned} \tag{III-30}$$

où les fonctions $f_\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t)$ représentent les fonctions de distributions à un corps fluctuantes citées précédemment et les barres indiquent qu'on fait la moyenne d'ensemble sur tous les événements générés.

Pour avoir une précision acceptable dans l'estimation des sections efficaces, un grand nombre d'événements EBL est requis. Dans tout ce qui suit, on prendra des ensembles de 100 événements. Pour les sections efficaces élémentaires de production de kaons, on utilisera la paramétrisation donnée par Randrup et Ko (éq. (I-10)). Les autres données du problème sont les mêmes que dans les calculs EBN du chapitre précédent.

III-4-1 Fluctuations et production de kaons

Sur les fig. (III-7), on a représenté simultanément en fonction du temps, le coefficient de diffusion du moment quadrupolaire, et le nombre de kaons produit par fm/c dans la collision centrale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ pour trois énergies incidentes 600, 1000 et 1400 MeV/n. Les calculs ont été effectués avec les simulations "EBL globale douce", "EBL globale dure" et "EBL locale". Comme prévu, ces figures montrent clairement que la production de kaons est directement corrélée aux fluctuations du moment quadrupolaire. Les trois calculs montrent aussi le même comportement de ces deux quantités quelque soit l'énergie incidente.

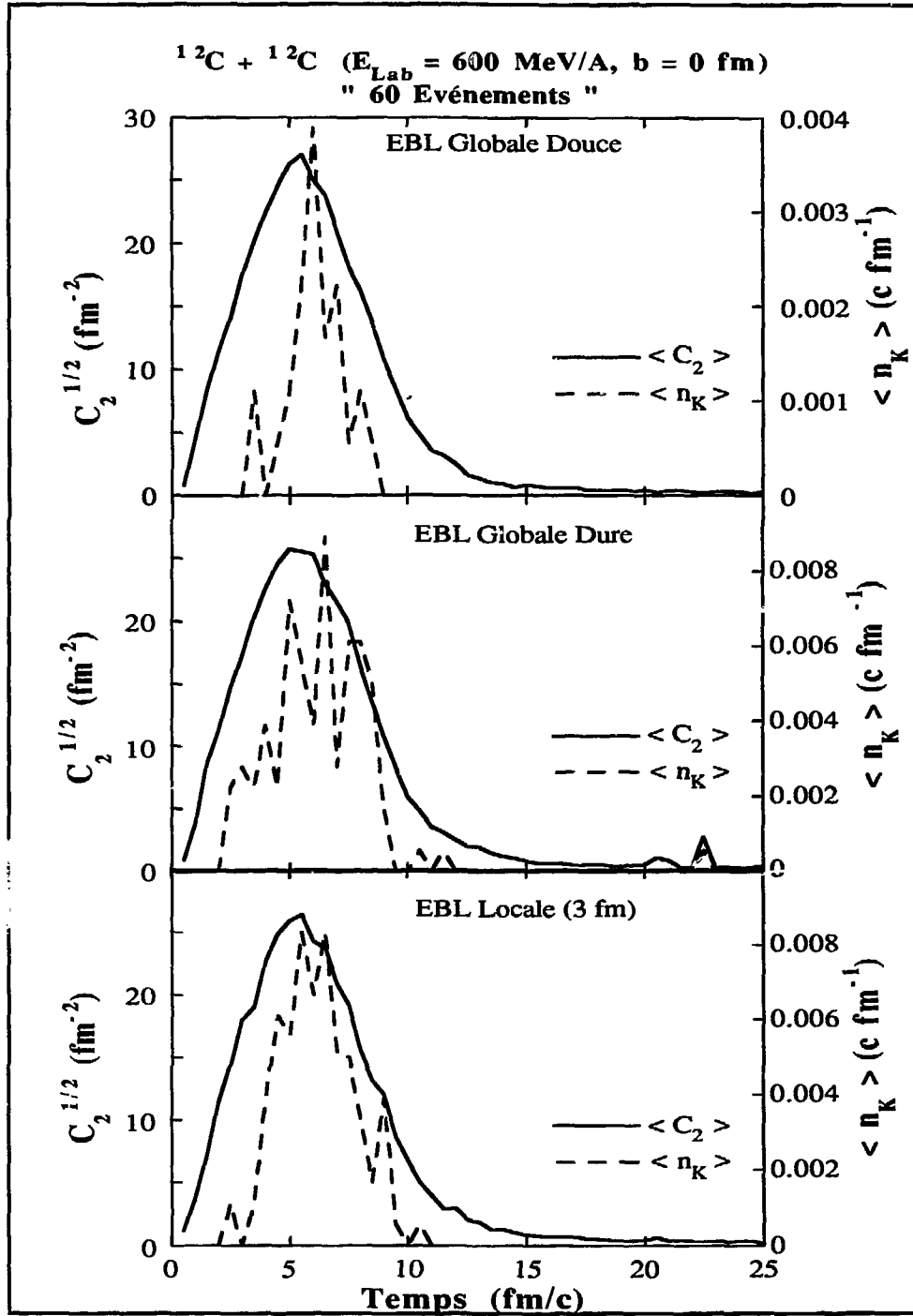


Fig. (III-7a): Evolution en temps du coefficient de diffusion C_2 (intégré sur l'espace et sur le pas de temps $\Delta t = 0.5 \text{ fm}/c$, échelle à gauche) et du "nombre de kaons" par unité de temps et par événement, dans la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $600 \text{ MeV}/n$. Les calculs ont été effectués avec les simulations "EBL globale douce", "EBL globale dure" et "EBL locale".

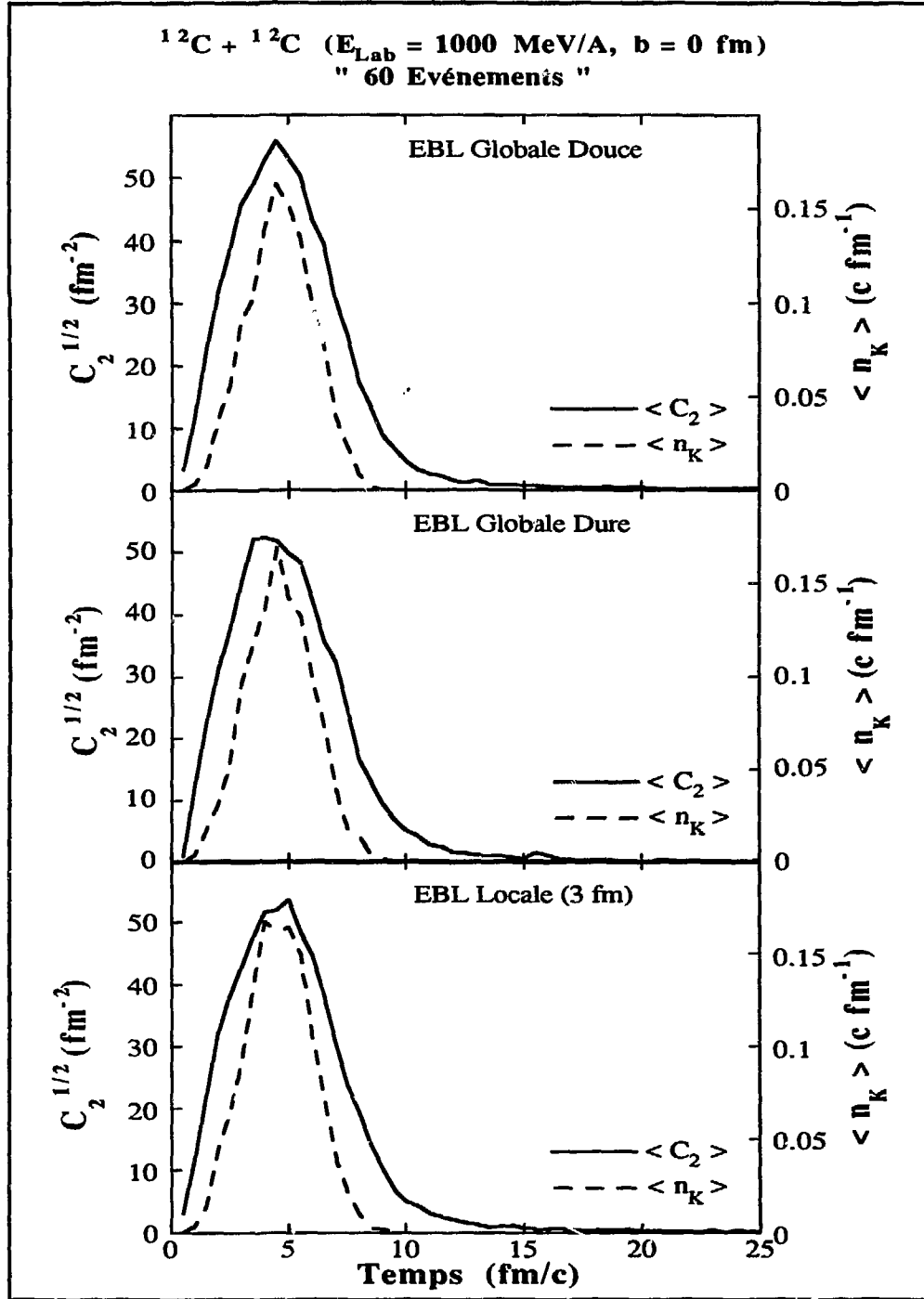


Fig. (III-7b): Même chose que fig. (III-7a) mais pour l'énergie incidente $E_{\text{Lab}} = 1000 \text{ MeV/n}$.

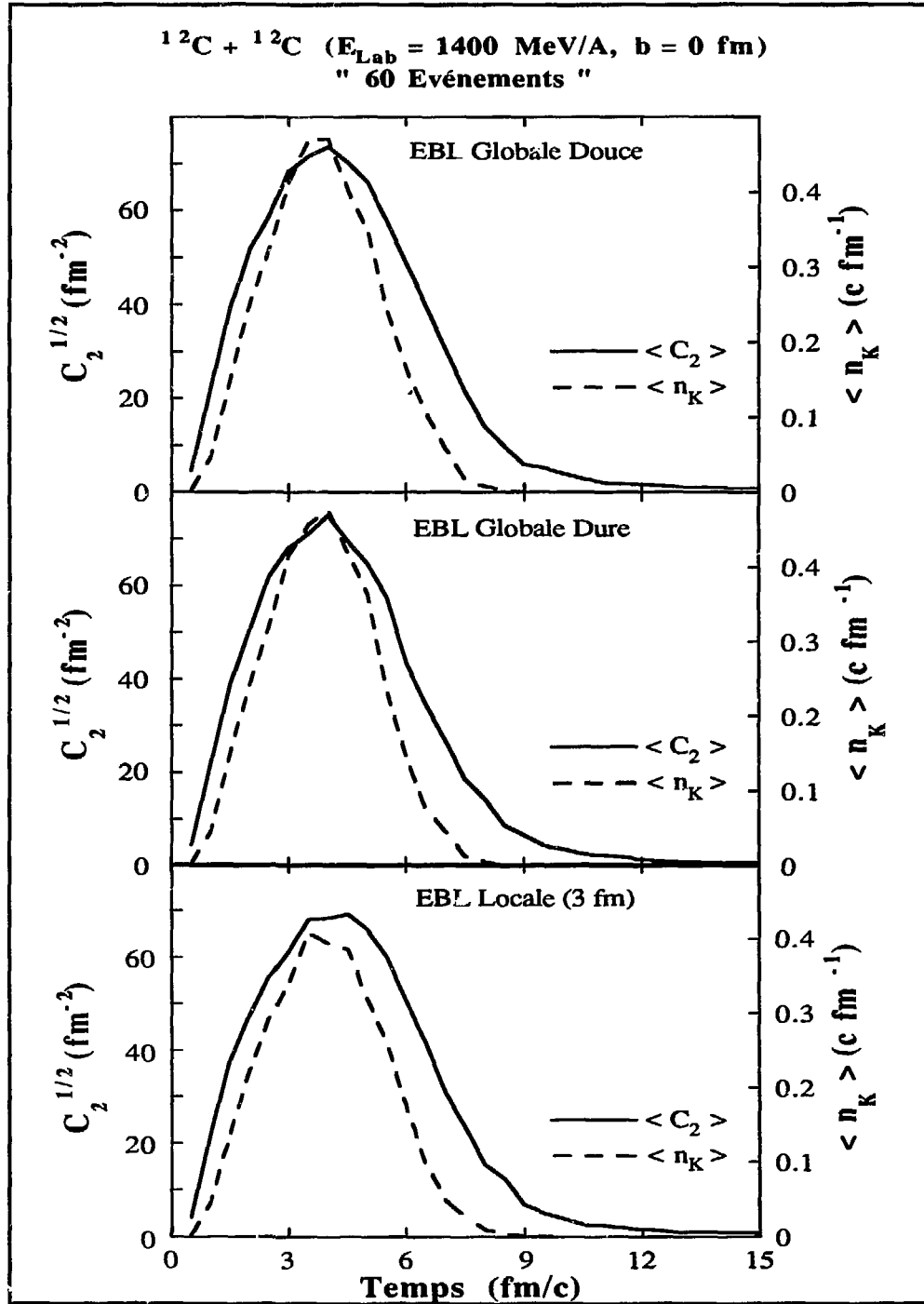


Fig. (III-7c): Même chose que fig. (III-7a) mais cette fois pour l'énergie incidente $E_{\text{Lab}} = 1400 \text{ MeV/n}$.

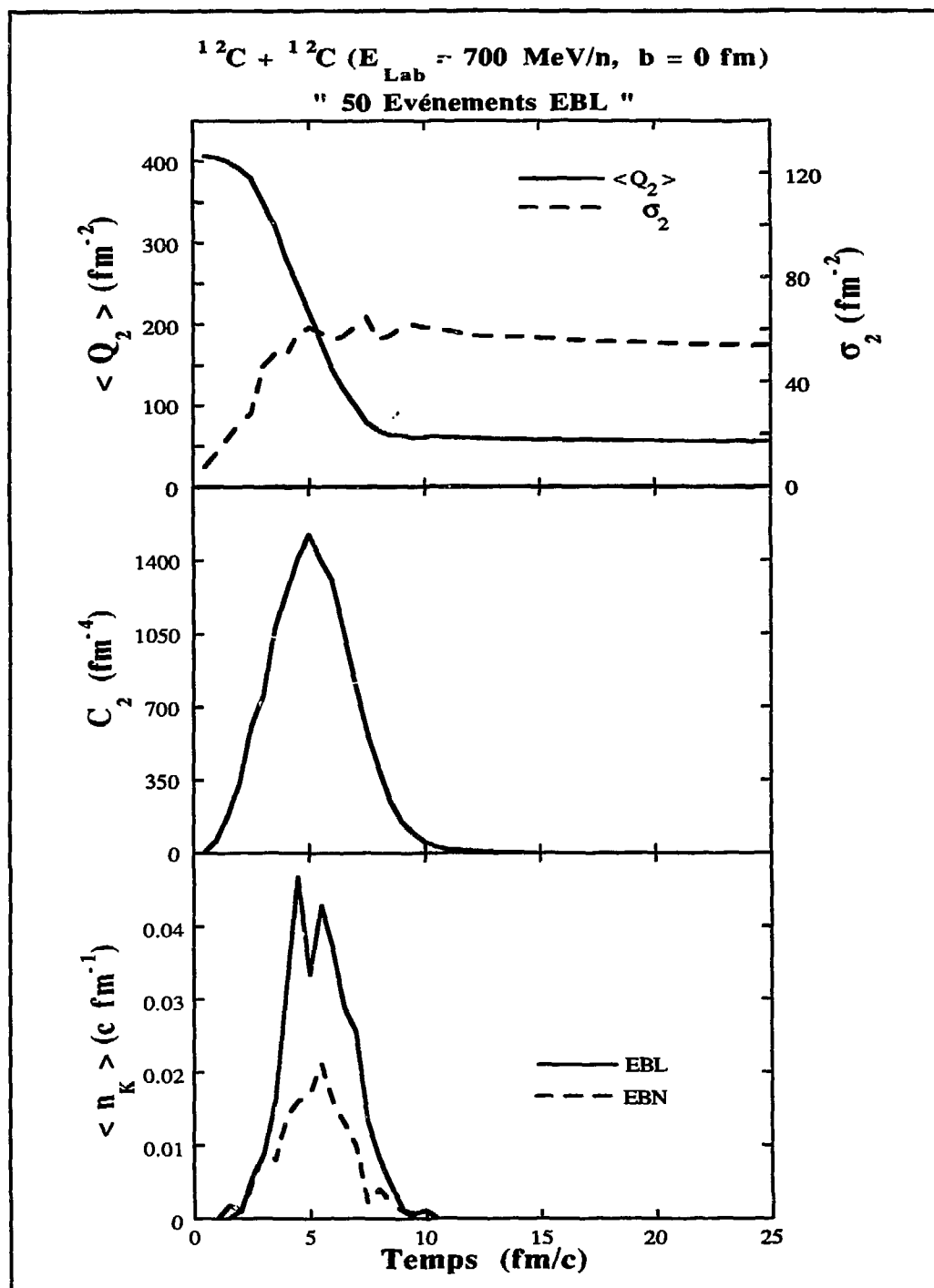


Fig. (III-8): Evolution en temps de la moyenne d'ensemble du moment quadrupolaire Q_2 (intégré sur l'espace réel) et de la variance σ_2 (partie supérieure), du coefficient de diffusion C_2 (partie centrale) et du "nombre de kaons" (partie inférieure) pour la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 700 MeV/n obtenus dans une simulation EBL locale. Sur la partie inférieure de la figure, on a représenté aussi le "nombre de kaons" obtenu avec EBN.

Sur la fig. (III-8), on a représenté l'évolution en temps pour la collision centrale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 700 MeV/n (avec 50 événements seulement cette fois-ci) et dans un calcul "EBL locale", la moyenne d'ensemble du moment quadrupolaire $\langle Q_2(t) \rangle$ et la variance $\sigma_2(t)$ (partie supérieure de la figure), le coefficient de diffusion $C_2(t)$ (partie centrale) et la multiplicité moyenne de kaons $\langle n_K \rangle$ par unité de temps (partie inférieure). On a représenté aussi sur cette partie de la figure la multiplicité moyenne de kaons obtenue dans un calcul EBN effectué avec les mêmes données. Comme prévu, on voit que les fluctuations de la distribution d'impulsions augmentent la multiplicité des particules produites. On remarquera aussi sur la partie supérieure de la figure que les fluctuations sur $Q_2(t)$ apparaissent au début de la collision, lorsque $Q_2(t)$ est encore très élevé ce qui permet d'aller explorer les régions de l'espace des impulsions les plus énergétiques et donc de produire plus de kaons.

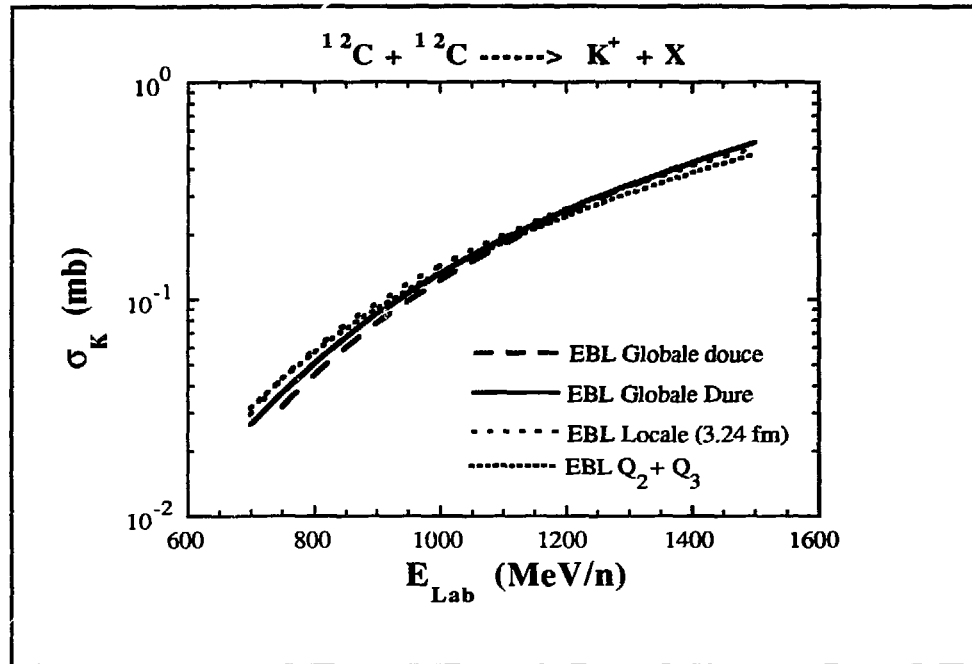


Fig. (III-9): Comparaison entre les différentes simulations de l'équation de Boltzmann-Langevin. On a représenté en fonction de l'énergie incidente, la section efficace de production de kaons dans la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

III-4-2 Comparaison entre les différentes simulations EBL

On a vu dans les sections précédentes que les différentes prescriptions utilisées pour la renormalisation de la distribution d'impulsions donnaient d'une

manière générale, les mêmes comportements pour les observables globales étudiées. Dans cette section, on va étudier la production de kaons dans toutes ces simulations et voir si, comme pour les observables globales, elles donnent le même résultat. Sur la fig. (III-9), on a représenté la section efficace de production de kaons dans la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ en fonction de l'énergie incidente. Les calculs ont été effectués avec les quatre simulations de l'équation de Boltzmann-Langevin décrites précédemment c.à.d, "EBL globale douce", "EBL globale dure", "EBL locale" et "EBL $Q_2 + Q_3$ ". On observe sur cette figure que, comme pour les observables globales, les quatre calculs donnent d'une manière générale les mêmes résultats pour la production de kaons quoique le calcul "EBL locale" semble donner des sections efficaces légèrement plus grandes. On peut en conclure que pour étudier la production de kaons, on pourra utiliser indifféremment l'une ou l'autre des simulations EBL. Comme la simulation "EBL locale" nous apparaît la plus réaliste, on l'utilisera pour la suite de nos calculs.

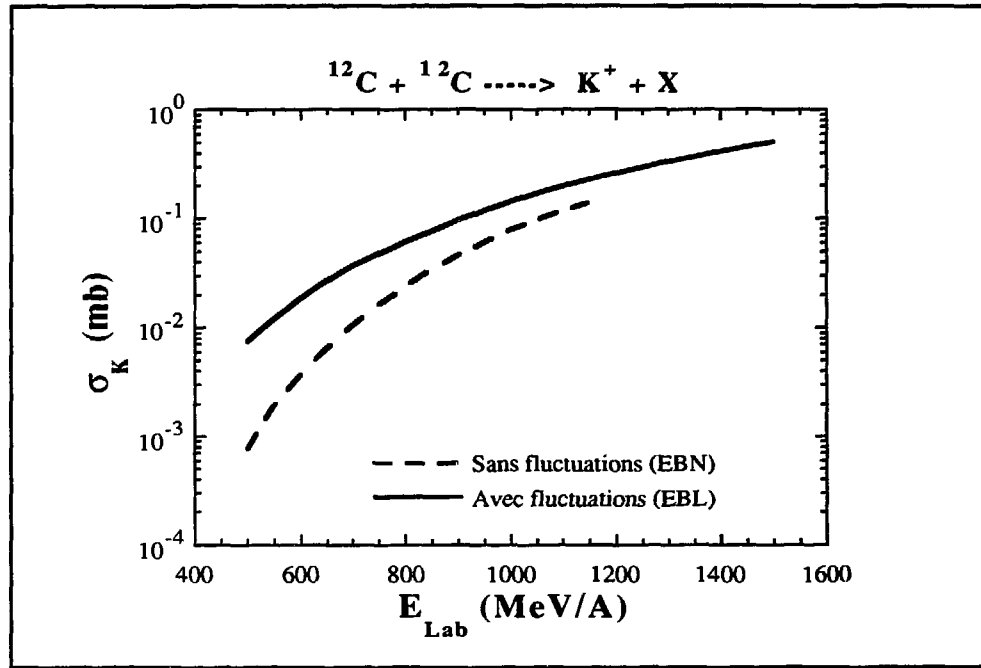


Fig. (III-10): Comparaison d'un calcul EBN avec un calcul EBL. La section efficace de production de kaons dans la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ est représentée en fonction de l'énergie incidente. Le calcul EBL a été effectué avec la simulation "EBL locale".

III-4-3 Comparaison avec EBN

Dans cette section, on va comparer les sections efficaces de production de kaons obtenues avec EBN et EBL. Sur la fig. (III-10), on a représenté la section

efficace de production de kaons dans la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ en fonction de l'énergie incidente. On peut en tirer les conclusions suivantes:

-i) Comme prévu, le calcul EBL donne des sections efficaces plus élevées que celles obtenues avec EBN;

-ii) La différence entre les deux calculs s'atténue lorsqu'on augmente l'énergie incidente de la collision. On reviendra sur l'interprétation de ce point dans le chapitre IV.

III-5 Kaons dans EBL à très basses énergies

Vu la nette augmentation des sections efficaces de production de kaons dans EBL à hautes énergies ($E_{\text{Lab}} \approx 600 - 1000 \text{ MeV/n}$) en comparaison avec les résultats de EBN, on s'attend à ce que les simulations de EBL donnent des sections efficaces assez grandes à basses énergies ($E_{\text{Lab}} \approx 100 - 300 \text{ MeV/n}$) pour que l'on puisse les obtenir avec nos moyens de calcul actuels avec de bonnes statistiques, chose qu'on n'a pas pu réaliser avec EBN. Malheureusement, en effectuant des calculs EBL pour la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à très basses énergies ($E_{\text{Lab}} \leq 300 \text{ MeV/n}$), il s'est avéré que, comme les calculs EBN, EBL ne donne pas de résultats satisfaisants.

III-6 Conclusion

Dans ce chapitre, on a introduit dans une première étape, l'équation de Boltzmann-Langevin ainsi que sa dérivation à partir de la troncation de la hiérarchie BBGKY. On a ensuite vu quelques uns des algorithmes développés pour simuler cette équation de façon réaliste. Ces algorithmes sont tous basés sur la méthode de projection des fluctuations de la distribution d'impulsions sur ses moments multipolaires. L'application de ces simulations aux collisions d'ions lourds montre que de grandes fluctuations apparaissent aux toutes premières étapes de la réaction, lorsque le système est au maximum de sa dissipation. L'hypothèse de ne garder que l'ordre le plus bas dans l'expansion en multipôles de la fonction de distribution apparaît aussi comme une bonne approximation. Enfin, on a vu dans l'étude de la production de kaons dans l'équation de Boltzmann-Langevin, que les kaons sont directement corrélés aux fluctuations et que ces mêmes fluctuations, lorsqu'elles sont incorporées dans l'équation du

mouvement, augmentent de manière significative les sections efficaces de production de kaons dans les collisions d'ions lourds.

91/92

CHAPITRE - IV

PRODUCTION DE KAONS TRES EN DESSOUS DU SEUIL NUCLEON-NUCLEON

CHAPITRE - IV

PRODUCTION DE KAONS TRÈS EN DESSOUS DU SEUIL NUCLEON-NUCLEON

On a vu dans le chapitre précédent qu'il était très difficile de décrire la production de kaons très en dessous du seuil de production nucléon-nucléon libre (près du seuil absolu) dans une collision d'ions lourds. Cette difficulté apparaît aussi bien dans les calculs EBN que dans les calculs EBL bien que les fluctuations de la distribution en impulsion augmentent significativement les sections efficaces dans ce dernier cas. Ceci provient du fait que les sections efficaces qu'on essaye de calculer nécessitent un nombre d'événements tellement élevé, qu'il est très difficile avec nos moyens de calculs actuels d'estimer celles-ci avec des statistiques raisonnables. Pour éviter ce problème, nous allons évaluer ces sections efficaces en intégrant directement l'équation (I-7). Cependant, avant d'entamer les calculs, il est nécessaire de faire quelques approximations appropriées. On a vu dans le chapitre I qu'il existait plusieurs canaux de production de kaons; des canaux ne faisant intervenir que les nucléons (eq. (I-5)), des canaux par les deltas (eq. (I-5) également) et enfin des canaux par les pions (eq. (I-6)) qui pour des énergies incidentes supérieures à 100 MeV/n, proviennent essentiellement de la désintégration du delta. Nous allons nous intéresser aux deltas et voir si à basses énergies ($E_{\text{Lab}} \approx 80 - 300 \text{ MeV/n}$), leur rôle est important. En effet, si les deltas sont suffisamment peu nombreux, on peut sans doute négliger les canaux de production de kaons par les deltas et donc aussi par les pions.

Sur la fig. (IV-1), on a représenté en fonction du temps le nombre de deltas produits dans les collisions centrales $^{93}\text{Nb} + ^{93}\text{Nb}$ (partie supérieure de la figure) et $^{42}\text{Ca} + ^{42}\text{Ca}$ (partie inférieure) pour différentes énergies incidentes. Le calcul a été effectué avec une simulation EBN. On remarque sur cette figure, qu'à basses énergies, il y a très peu de deltas qui sont produits dans la collision (pratiquement pas de particules deltas à 300 MeV/n pour les deux systèmes). On pourra alors, en première approximation, négliger dans notre étude de la production de kaons à basses énergies les canaux de production impliquant les deltas et de la même façon les canaux impliquant les pions. Dans cette approximation, la section efficace de production de kaons (eq. (I-7)) devient (après intégration sur les

impulsions \vec{p}_K en prenant la forme de l'éq. (I-8) pour les sections efficaces invariantes élémentaires):

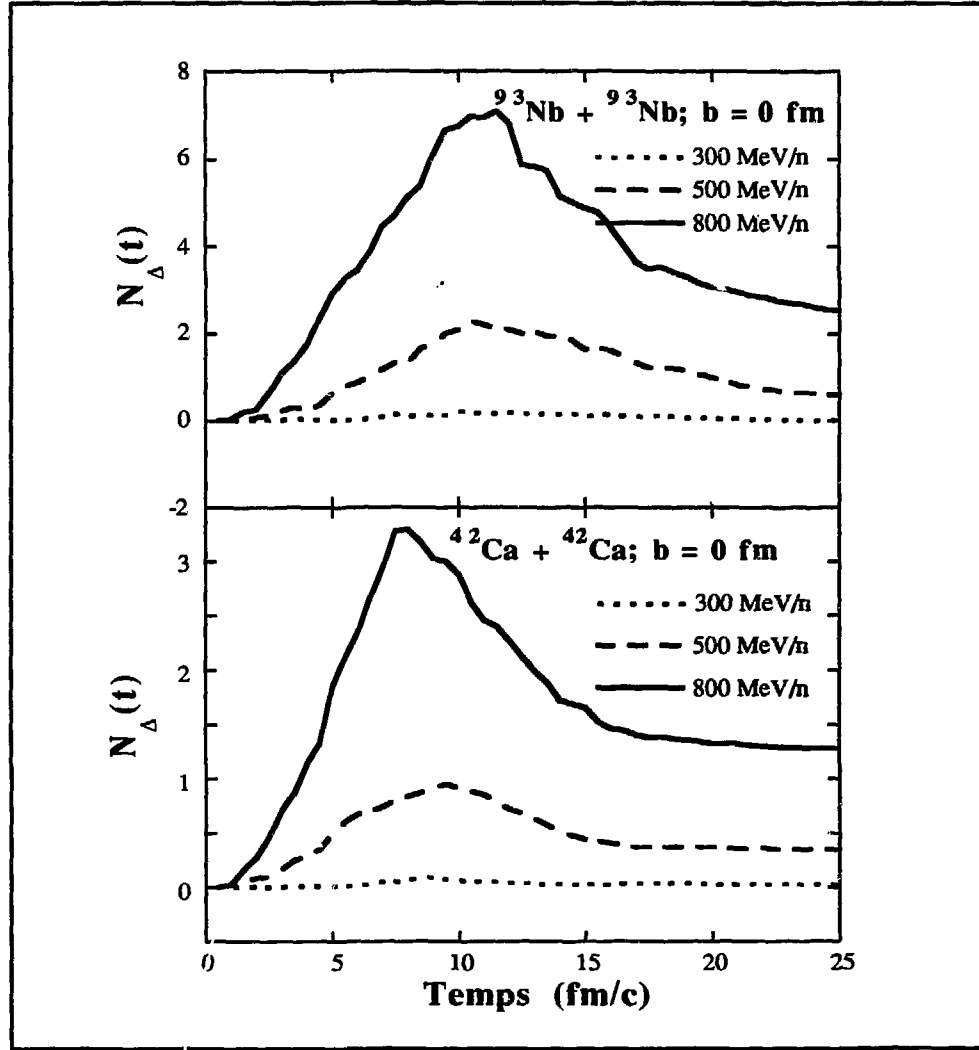


Fig. (IV-1): Evolution en temps du nombre de deltas produits dans les collisions centrales $^{93}\text{Nb} + ^{93}\text{Nb}$ et $^{42}\text{Ca} + ^{42}\text{Ca}$ pour différentes énergies incidentes. Les calculs ont été effectués avec EBN où l'on tient compte des effets du blocage de Pauli ce qui fait qu'on obtient beaucoup moins de deltas qu'avec un calcul cascade.

$$\sigma_K = \int 2\pi b db \int dt \int d\vec{r} d\vec{p}_N d\vec{p}_{N'} f(\vec{r}, \vec{p}_N, t) f(\vec{r}, \vec{p}_{N'}, t) \\ |\vec{v}_N - \vec{v}_{N'}| \sigma_K^{\text{élem}}(\vec{p}_N + \vec{p}_{N'} \rightarrow \vec{p}_K) [1 - f(\vec{r}, \vec{p}_{N''}, t)] \quad (\text{IV-1})$$

où N et N' désignent les nucléons de l'état initial, et N'' le nucléon de l'état final dans la réaction



où Y désigne l'hypéron Λ ou Σ . Dans l'éq. (IV-1), $\sigma_k^{\text{élém}}$ désigne la section efficace élémentaire de production de kaons donnée par l'éq. (I-10).

Pour estimer les sections efficaces à partir de cette équation, on a besoin de connaître les fonctions de distribution à un corps $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$. Pour cela, on va utiliser les résultats des simulations EBN et EBL. Mais avant de se lancer dans ces calculs, on peut se demander si un modèle de gaz de Fermi ne peut pas donner des résultats satisfaisants pour la production de kaons très en dessous du seuil. On va donc estimer la section efficace de production de kaons dans un modèle de gaz de Fermi.

IV-I Modèle de gaz de Fermi

Dans ce modèle, on suppose que la zone de recouvrement (ou d'interaction) des deux noyaux collisionnant thermalise rapidement et on pourra alors utiliser des distributions de Fermi-Dirac pour les fonctions de distribution dans cette zone. La température est extraite de la collision comme dans un calcul de boule de feu (voir section I-2-1a). Les fonctions de distributions sont données par:

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = C \rho(\vec{r}, t) n(\vec{p}) \quad (\text{IV-3})$$

où $\rho(\vec{r}, t)$ est la densité en espace réel qu'on supposera par la suite constante dans la zone de recouvrement des deux noyaux, et $n(\vec{p})$ la densité en espace des impulsions donnée par la distribution de Fermi-Dirac:

$$n(\vec{p}) \equiv n(p) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{\left(\frac{p^2}{2m} - \epsilon_F\right)}{kT}\right]} \quad (\text{IV-4})$$

où ϵ_F représente l'énergie de Fermi et T la température. C est une constante de normalisation fixée par la conservation de la masse. Elle est donnée par

$$C = \frac{h^3}{g} \frac{1}{\int d\vec{p} n(\vec{p})} \quad (\text{IV-5})$$

où g est le facteur de dégénérescence spin-isospin. Pour obtenir cette équation, on a pris

$$\int d\vec{r} \rho(\vec{r}) = A$$

Avec ces approximations, l'éq. (IV-1) devient

$$\sigma_K = \pi \int_0^{2R} b db \int_0^\infty dt \frac{1}{\left[\int d\vec{p} n(\vec{p}) \right]^2} \int d\vec{r} \rho^2(\vec{r}) \int d\vec{p}_N d\vec{p}_{N'} n(\vec{p}_N) n(\vec{p}_{N'})$$

$$|\vec{v}_N - \vec{v}_{N'}| \sigma_K^{\text{élé}}(\vec{p}_N + \vec{p}_{N'} \rightarrow \vec{p}_K) [1 - f_N] \quad (\text{IV-6})$$

Après intégration sur \vec{r} et en supposant qu'il n'y a pas d'expansion du système, σ_K devient ⁽²⁾

$$\sigma_K = 4\pi \int_0^{2R} b db \int_0^\infty dt \frac{V^*(b,t) \rho_0^2}{\left[\int d\vec{p} n(\vec{p}) \right]^2} \int d\vec{p}_N d\vec{p}_{N'} n(\vec{p}_N) n(\vec{p}_{N'})$$

$$|\vec{v}_N - \vec{v}_{N'}| \sigma_K^{\text{élé}}(\vec{p}_N + \vec{p}_{N'} \rightarrow \vec{p}_K) [1 - f(\vec{r}, \vec{p}_N, t)] \quad (\text{IV-7})$$

où $V^*(b,t)$ désigne le volume de recouvrement des deux noyaux (pour un système symétrique) à un temps t de la collision et pour un paramètre d'impact b donné. Ce volume est donné par :

$$V^*(b,t) = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{R_{12}}{2} - R \right) \left(\frac{R_{12}^2}{8} - R^2 - \frac{R \cdot R_{12}}{4} \right) \quad (\text{IV-8})$$

⁽²⁾ Comme la densité dans la zone de recouvrement est constante, elle vaut $\rho = 2\rho_0$ où ρ_0 désigne la densité initiale $\rho_0 = .17 \text{ fm}^{-3}$

où R désigne le rayon des noyaux et R_{12} est donné par :

$$R_{12} = \left[b^2 - (z_{\text{rel}} - v_{\text{rel}} \cdot t)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{IV-9})$$

où v_{rel} désigne la vitesse relative des deux noyaux et z_{rel} la distance relative suivant l'axe du faisceau.

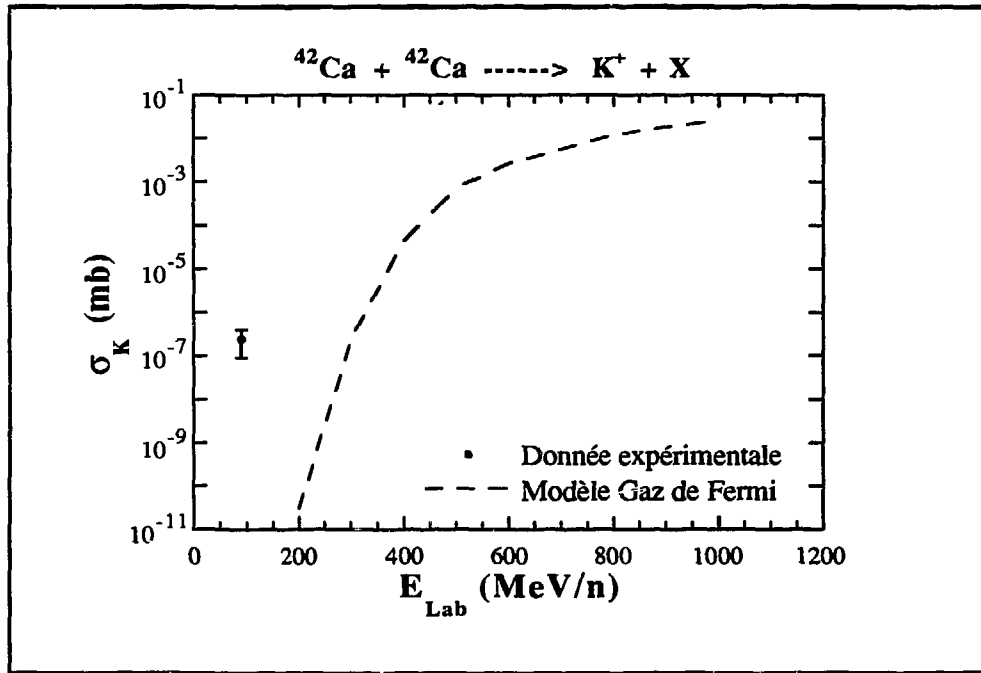


Fig. (IV-2): La section efficace de production de kaons obtenue avec le modèle de gaz de Fermi (voir texte) dans la collision $^{42}\text{Ca} + ^{42}\text{Ca}$ est représentée en fonction de l'énergie incidente. Le point avec les barres d'erreurs représente le résultat expérimental obtenu pour le système $^{36}\text{Ar} + ^{48}\text{Ti}$ à 92 MeV/n [45].

Pour calculer les sections efficaces, on intègre alors l'éq. (IV-7) numériquement. On a utilisé la méthode de Gauss pour calculer les deux premières intégrales et la méthode de Monte Carlo pour l'intégrale sur les impulsions. Sur la fig. (IV-2), on montre la section efficace de production de kaons obtenue avec l'éq. (IV-7) pour la collision $^{42}\text{Ca} + ^{42}\text{Ca}$ en fonction de l'énergie incidente. Sur la même figure, on a aussi représenté le résultat expérimental obtenu à GANIL dans la collision $^{36}\text{Ar} + ^{48}\text{Ti}$ à 92 MeV/n [45]. On remarquera sur cette figure la grande différence entre la valeur expérimentale et les résultats de ce modèle simple. Il apparaît alors clairement que ce type de

modèle ne peut pas donner des résultats raisonnablement comparables aux données expérimentales tout au moins à basses énergies. Pour évaluer la section efficace de production de K^+ à très basses énergies, on a donc développé un modèle dans lequel on utilise les distributions à un corps extraites des simulations EBN et EBL pour évaluer l'éq. (IV-1). On appellera par la suite ce modèle "le modèle gaussien" pour une raison qui deviendra évidente.

IV-2 Modèle gaussien

Dans cette partie, on estime la section efficace de production de kaons très en dessous du seuil nucléon-nucléon en utilisant les fonctions de distribution données par les simulations EBN et EBL. On va en premier lieu donner une description du modèle. On fera ensuite une comparaison à hautes énergies entre les résultats du modèle et les résultats des simulations EBN et EBL. Enfin, on donnera une estimation de la section efficace de production de kaons à très basse énergie dans la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ et on comparera les résultats du modèle pour la collision $^{42}\text{Ca} + ^{42}\text{Ca}$ au résultat expérimental obtenu dans un système similaire $^{36}\text{Ar} + ^{48}\text{Ti}$ à 92 MeV/n [45].

IV-2-1 Description du modèle

Pour incorporer les fluctuations dans l'équation donnant la section efficace de production de kaons (eq. (IV-1)), on considère que les fonctions de distribution à un corps peuvent être caractérisées par une variable collective. On va prendre pour cette variable le moment quadrupolaire local $Q(\vec{r}, t)$ de la distribution en impulsion

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) \longrightarrow f_Q(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (\text{IV-10})$$

Dans le cas d'un calcul EBN, on suppose que la fonction de distribution $P(Q, t)$ des moments quadrupolaires de tous les événements $EB_{1,1}$ est une fonction delta $\delta(Q - \langle Q(\vec{r}, t) \rangle)$ où $\langle Q(\vec{r}, t) \rangle$ est la valeur moyenne du moment quadrupolaire. En effet, comme EBN est une équation déterministe, on devrait obtenir toujours la même solution pour une condition initiale donnée. Comme nous l'avons déjà dit précédemment (chap. II), EBN introduit des fluctuations numériques qui toutefois restent très petites. Dans nos calculs, on ne tiendra pas compte de ces fluctuations et on supposera que la fonction de distribution des

moments quadrupolaires Q est une fonction delta. La valeur moyenne $\langle Q(\vec{r}, t) \rangle$ sera donnée à chaque instant par la simulation EBN.

Dans le cas d'un calcul EBL, on suppose que la fonction de distribution $P(Q, t)$ est une gaussienne déterminée par la valeur moyenne $\langle Q(\vec{r}, t) \rangle$ et la variance $\sigma(\vec{r}, t)$ du moment quadrupolaire (voir fig. (IV-3))

$$P(Q, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma(\vec{r}, t)} \exp \left[-\frac{(Q - \langle Q(\vec{r}, t) \rangle)^2}{2 \sigma^2(\vec{r}, t)} \right] \quad (\text{IV-11})$$

La valeur moyenne $\langle Q(\vec{r}, t) \rangle$ et la variance $\sigma(\vec{r}, t)$ sont aussi données à chaque instant par la simulation EBL.

On suppose également que la fonction de distribution à un corps dans la zone d'interaction prend la forme :

$$f_Q(\vec{r}, \vec{p}) = C \rho(\vec{r}) n_Q(\vec{p}) \quad (\text{IV-12})$$

où $\rho(\vec{r})$ est la densité en espace réel et $n_Q(\vec{p})$ la densité en espace des impulsions caractérisée par le moment quadrupolaire $Q(\vec{r}, t)$. La constante de normalisation C fixée par la conservation de la masse, est donnée par l'éq. (IV-5).

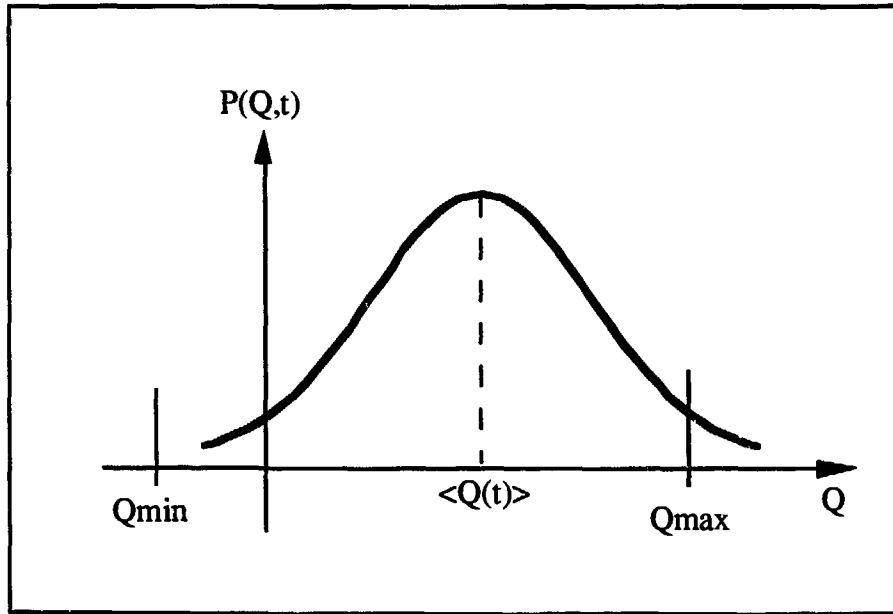


Fig. (IV-3): Schématisation de la fonction de distribution $P(Q, t)$.

La section efficace de production de kaons (eq. (IV-I) devient alors:

$$\sigma_K = 4\pi \int_0^{2R} b \, db \int_0^\infty dt \, V^*(b,t) \rho_0^2 \int_{Q_{\min}}^{Q_{\max}} dQ \, P(Q,t) \frac{1}{\left[\int d\vec{p} \, n_Q(\vec{p}) \right]^2} \int d\vec{p}_N \, d\vec{p}_{N'} \quad (IV-13)$$

$$n_Q(\vec{p}_N) n_Q(\vec{p}_{N'}) |\vec{v}_N - \vec{v}_{N'}| \sigma_K^{\text{élem}}(\vec{p}_N + \vec{p}_{N'} \rightarrow \vec{p}_K) [1 - f(\vec{r}, \vec{p}_{N'}, t)]$$

où $V^*(b,t)$ représente le volume de recouvrement donné par l'éq. (IV-8). Les bornes de l'intégrale sur Q , Q_{\min} et Q_{\max} sont choisies pour préserver l'énergie (voir ci-dessous). Pour obtenir cette équation on a supposé comme pour le modèle du gaz de Fermi que la densité $\rho(\vec{r})$ est constante dans la zone de recouvrement des deux noyaux. En supposant qu'il n'y a pas d'expansion du système, elle vaut $\rho = 2\rho_0$ avec ρ_0 la densité initiale.

Dans l'équation (IV-13), $P(Q,t)$ dépend de la valeur moyenne locale $\langle Q(\vec{r},t) \rangle$ et de la variance locale $\sigma(\vec{r},t)$ du moment quadrupolaire. Dans nos simulations EBN et EBL, pour des raisons de précision, il est plus facile d'accéder à la valeur moyenne intégrée $\langle Q(t) \rangle$ et à la variance intégrée $\sigma(t)$ du moment quadrupolaire pour caractériser la distribution d'impulsions $n_Q(\vec{p})$. On va alors exprimer les quantités locales en fonction des quantités intégrées sur l'espace réel.

Supposons que le système se compose de deux parties distinctes : la zone d'interaction (les participants), et le reste (les spectateurs), et que dans chacune de ces deux zones, le moment quadrupolaire local et la variance locale sont constants. On peut alors écrire $\langle Q(t) \rangle$ et $\sigma(t)$ comme

$$\begin{aligned} \langle Q(t) \rangle &= \int Q(\vec{r},t) \, d\vec{r} \\ &= \int_{V^*} Q(\vec{r},t) \, d\vec{r} + \int_{V_T - V^*} Q(\vec{r},t) \, d\vec{r} \\ &= Q_r^* V^* + Q_r^0 (V_T - V^*) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma^2(t) &= \int \sigma^2(\vec{r}, t) d\vec{r} \\
&= \int_{V^*} \sigma^2(\vec{r}, t) d\vec{r} + \int_{V_T - V^*} \sigma^2(\vec{r}, t) d\vec{r} \\
&= \sigma_r^{*2} V^*
\end{aligned} \tag{IV-14}$$

où on a pris la variance dans la zone des spectateurs égale à zéro en admettant qu'il n'y a pas de collisions à deux corps dans cette région. Dans ces équations, V^* désigne le volume de recouvrement défini par l'éq. (IV-8), V_T le volume total du système à chaque instant de la collision, Q_r^* et σ_r^* le moment quadrupolaire local constant et la variance locale constante dans la zone d'interaction, et Q_r^0 le moment quadrupolaire local constant dans la zone des spectateurs. Dans cette zone-là comme il n'y a pas de collisions, Q_r^0 est donné par la valeur initiale du moment quadrupolaire intégré:

$$\begin{aligned}
Q(t=0) &= \int Q(\vec{r}, t=0) d\vec{r} \\
&= Q_r^0 V_T^0 \\
\Rightarrow Q_r^0 &= \frac{Q(0)}{V_T^0}
\end{aligned} \tag{IV-15}$$

où V_T^0 représente le volume total initial $V_T^0 = \frac{8\pi}{3} R^3$. Le moment quadrupolaire local et la variance locale sont alors donnés par:

$$\begin{aligned}
Q_r^* &= \frac{1}{V^*} \left[Q(t) - (V_T - V^*) \frac{Q(0)}{V_T^0} \right] \\
\sigma_r^{*2} &= \frac{\sigma^2(t)}{V^*}
\end{aligned} \tag{IV-16}$$

Calculons maintenant les bornes d'intégration Q_{min} et Q_{max} de l'intégrale sur le moment quadrupolaire local. Comme on l'a vu dans le chapitre III, le moment quadrupolaire ne peut pas prendre toutes les valeurs et il est limité par la

conservation de l'énergie. Le moment quadrupolaire total et l'énergie cinétique du système sont donnés par:

$$Q(t) = \int d\vec{r} d\vec{p} f(\vec{r}, \vec{p}, t) (2p_z^2 - p_x^2 - p_y^2)$$

$$E_{cin}(t) = \int d\vec{r} d\vec{p} f(\vec{r}, \vec{p}, t) \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)$$

En multipliant la 2ème équation par $2m$ et en additionnant les deux équations, on obtient:

$$2m E_{cin}(t) + Q(t) = \int d\vec{r} d\vec{p} f(\vec{r}, \vec{p}, t) 3p_z^2$$

Comme on peut le constater, le terme à droite est positif ce qui implique pour $Q(t)$

$$Q(t) \geq - 2m E_{cin}(t)$$

En multipliant maintenant la 2ème équation par $4m$ et en retranchant les deux équations, on obtient:

$$4m E_{cin}(t) - Q(t) = \int d\vec{r} d\vec{p} f(\vec{r}, \vec{p}, t) 3(p_x^2 + p_y^2)$$

Dans ce cas aussi, le terme à droite est positif ce qui donne pour $Q(t)$:

$$Q(t) \leq 4m E_{cin}(t)$$

Donc le moment quadrupolaire total est limité par les conditions:

$$- 2m E_{cin}(t) \leq Q(t) \leq 4m E_{cin}(t) \quad (IV-17)$$

ce qui donne alors pour le moment quadrupolaire local Q_r^*

$$\frac{- 2m E_{cin}(t)}{V^*} - \frac{(V_T - V^*)}{V^*} \frac{Q(0)}{V_T^0} \leq Q_r^* \leq \frac{4m E_{cin}(t)}{V^*} - \frac{(V_T - V^*)}{V^*} \frac{Q(0)}{V_T^0} \quad (IV-18)$$

On peut maintenant calculer les sections efficaces à l'aide de l'éq. (IV-13). La valeur moyenne totale $\langle Q(t) \rangle$ du moment quadrupolaire, l'énergie cinétique

totale $E_{cin}(t)$ et la variance totale $\sigma(t)$ (pour le calcul EBL) ainsi que les distributions d'impulsions $n_Q(\vec{p})$ pour chaque valeur du moment quadrupolaire sont extraites des simulations numériques EBN et EBL (effectuées avec une centaine d'événements) et sont ensuite introduites dans l'éq. (IV-13). Pour des raisons pratiques, dans le cas des calculs EBL, on a divisé l'espace des moments quadrupolaire qui apparaît dans l'intégrale sur Q (eq. (IV-13)) en six subdivisions. Pour chaque subdivision, on utilise la distribution d'impulsions moyenne obtenue à partir de tous les événements EBL qui ont leur moment quadrupolaire compris dans cette subdivision. Pour le cas EBN, cette subdivision n'a pas lieu d'être puisque la fonction de distribution $P(Q,t)$ des moments quadrupolaires est une fonction delta. Les trois premières intégrales qui apparaissent dans l'éq. (IV-13) sont calculées numériquement avec la méthode de Gauss et la quatrième intégrale (sur les impulsions p_1 et p_2) est calculée avec la méthode de Monte Carlo.

IV-2-2 Comparaison avec la simulation numérique

Dans cette partie, on va tester notre modèle gaussien en comparant ses prédictions aux résultats obtenus avec les simulations numériques EBN et EBL. Pour cela, on doit se placer à hautes énergies où les simulations sont réalisables avec une statistique fiable. Les simulations numériques EBN et EBL ont été effectuées avec une centaine d'événements et avec les mêmes données que dans le chapitre III. Dans ces simulations, seul le canal de production de kaons nucléon-nucléon a été pris en compte dans le but de se comparer au modèle gaussien qui ne contient ni deltas ni pions. La fig. (IV-4) montre la section efficace de production de kaons dans la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ en fonction de l'énergie incidente obtenue avec la simulation numérique et le modèle gaussien et avec les deux approches EBN et EBL. On peut tirer les conclusions suivantes de cette figure:

-i) Il y a un très bon accord entre la simulation numérique et le modèle gaussien dans les deux approches (avec et sans incorporation des fluctuations). Cette conclusion est bienvenue puisque les deux calculs constituent en fait deux approches différentes des mêmes équations et le modèle gaussien utilise les distributions extraites des simulations.

-ii) Dans le cas du calcul EBN, on remarque une légère différence entre la simulation numérique et le modèle gaussien à basses énergies. Ceci reflète sans doute la difficulté d'obtenir avec la simulation numérique, des résultats avec une bonne statistique pour de si petites sections efficaces.

-iii) On a remarqué dans les calculs du chapitre III que les deux calculs EBN et EBL étaient très différents à basses énergies mais cette différence diminuait en augmentant l'énergie. On retrouve sur cette figure le même effet. Ce point peut-être interprété comme suit. Sur la fig. (IV-3), on a schématisé la fonction de distribution des moments quadrupolaires $P(Q,t)$ dans le cas EBL. A hautes énergies, les kaons proviennent en majeure partie des événements qui ont un moment quadrupolaire situé près de la valeur moyenne, ces événements étant suffisamment énergétiques et les plus probables dans la distribution. Dans ce cas, il n'est pas étonnant que les deux théories donnent à peu près les mêmes sections efficaces. A basses énergies par contre, les événements dont le moment quadrupolaire est situé près de la valeur moyenne ne sont pas suffisamment énergétiques pour donner des kaons et l'on est obligé d'aller chercher des événements de plus en plus loin dans la queue de la distribution pour avoir des kaons. Ceci nous amène à nous éloigner de plus en plus de la valeur moyenne et donc d'avoir de plus en plus d'écart avec le calcul EBN dont les événements sont concentrés autour de la valeur moyenne

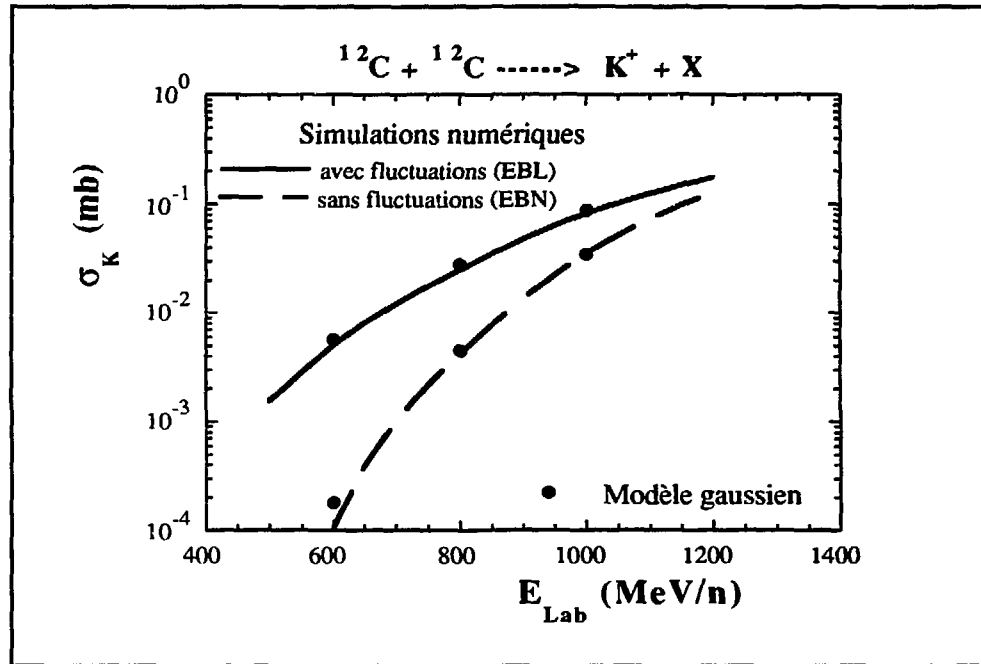


Fig. (IV-4): Comparaison entre les simulations numériques des deux approches EBN (trait continu) et EBL (trait discontinu) et le modèle gaussien (points). La section efficace de production de kaons est représentée en fonction de l'énergie incidente dans la collision $^{12}C + ^{12}C$.

IV-2-3 Production de kaons très en dessous du seuil

Après avoir testé notre modèle et constaté qu'il était en très bon accord avec les simulations à hautes énergies, on va maintenant l'utiliser pour estimer les sections efficaces de production de kaons très en dessous du seuil nucléon-nucléon libre (près du seuil absolu), ce qui est impossible à réaliser avec les simulations numériques des chapitres précédents.

La figure (IV-5) montre la section efficace de production de kaons dans la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ en fonction de l'énergie incidente. Les calculs ont été effectués avec le modèle gaussien. Dans le calcul EBL, on a pu estimer la section efficace jusqu'à l'énergie $E_{\text{Lab}} = 150 \text{ MeV/n}$ (c.à.d, à 40 MeV/n du seuil absolu pour ce système). On remarque aussi sur la figure que même avec le modèle gaussien, on n'arrive pas à obtenir pour le calcul EBN, les sections efficaces à basses énergies tellement elles sont petites. On a aussi effectué un calcul similaire en utilisant des distributions extraites d'une simulation EBL pour la collision $^{42}\text{Ca} + ^{42}\text{Ca}$ à l'énergie incidente $E_{\text{Lab}} = 90 \text{ MeV/n}$. Rappelons que le seuil absolu pour le système $^{42}\text{Ca} + ^{42}\text{Ca}$ est à 50 MeV/n). La section efficace obtenue (voir tableau (IV-1)) est du même ordre de grandeur que le résultat expérimental obtenu par Julien et al [45] pour un système similaire $^{36}\text{Ar} + ^{48}\text{Ti}$ à 92 MeV/n (nos calculs sont restreints aux systèmes symétriques). Notons que le même calcul effectué cette fois avec des distributions extraites d'une simulation EBN, donne une section efficace nulle. En supposant que les kaons sont produits dans les collisions nucléon-nucléon élémentaires (mécanisme de production incohérent) et en utilisant une théorie avec fluctuations, on retrouve le seul résultat expérimental disponible actuellement pour la production de kaons à très basses énergies (près du seuil absolu).

	Modèle gaussien	Donnée expérimentale
$\sigma_K \text{ (mb)}$	$0.3 - 8.1 \cdot 10^{-7}$	$2.4 \pm 1.5 \cdot 10^{-7}$

Tableau (IV-1): Section efficace de production de K^+ dans la collision $^{42}\text{Ca} + ^{42}\text{Ca}$ à 90 MeV/n. La gamme de valeurs obtenues dans le modèle gaussien reflète les barres d'erreurs des intégrations numériques.

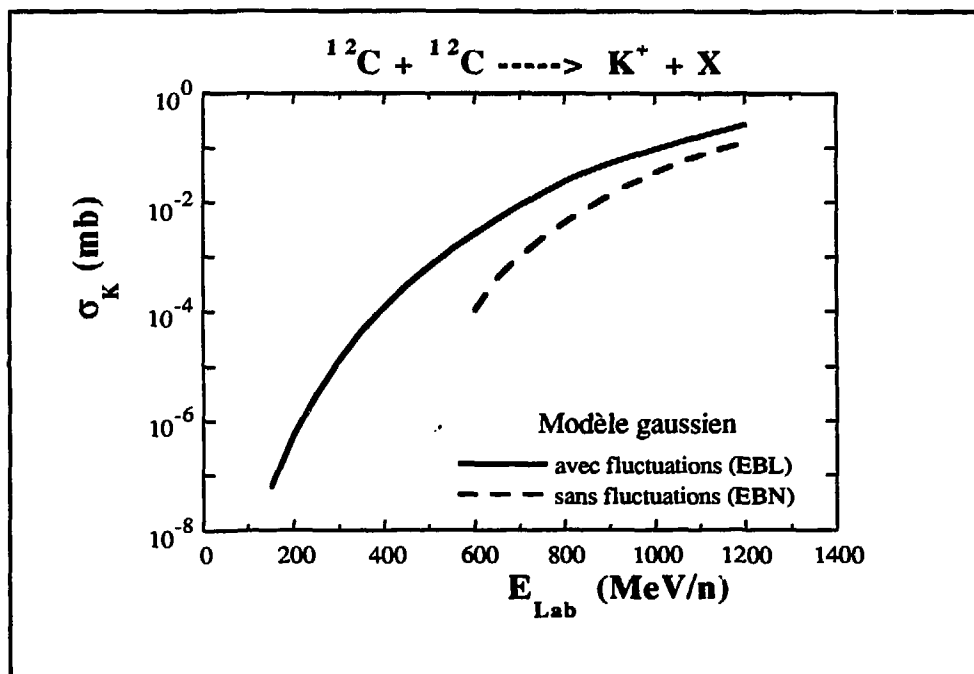


Fig. (IV-5): Section efficace inclusive de production de kaons en fonction de l'énergie dans la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Les calculs ont été effectués avec le modèle gaussien en utilisant les distributions des simulations EBN (trait discontinu) et EBL (trait continu).

IV-3 Conclusion

Dans ce chapitre, on donne une estimation de la section efficace de production de kaons très en dessous du seuil de production libre. On a d'abord commencé par estimer la section efficace dans un modèle de Gaz de Fermi où l'on considère que les fonctions de distributions à un corps sont des distributions de Fermi-Dirac. Les résultats trouvés sont de plusieurs ordres de grandeur inférieurs au résultat expérimental obtenu récemment [45]. On a ensuite développé un modèle, appelé modèle gaussien, dans lequel on utilise les fonctions de distributions à un corps extraites des simulations numériques de l'équation de Boltzmann nucléaire et de l'équation de Boltzmann-Langevin. A hautes énergies, les prédictions de ce modèle sont en très bon accord avec les résultats des simulations numériques. On a ensuite donné une estimation de la section efficace de production de kaons pour la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ très en dessous du seuil (jusqu'à 40 MeV/n du seuil absolu). Enfin, notre résultat pour la collision $^{42}\text{Ca} +$

^{42}Ca à 90 MeV/n est du même ordre de grandeur que le résultat expérimental trouvé récemment par Julien et al pour la collision $^{36}\text{Ar} + ^{48}\text{Ti}$ à 92 MeV/n. Cette comparaison pourrait indiquer qu'il n'y a pas de contradiction avec l'hypothèse de production par mécanismes incohérent (c.à.d., en supposant que les kaons sont produits dans les collisions nucléon-nucléon élémentaires) dans une théorie avec fluctuations.

109/110

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

On a vu dans une première étape les différents modèles utilisés pour expliquer la production de kaons dans les collisions d'ions lourds. Il apparaît de cette revue qu'il est nécessaire pour avoir une bonne description de la production de kaons sous le seuil d'avoir un modèle qui d'une part, utilise l'approche de collisions multiples, et d'autre part, tienne compte des effets de compression de façon réaliste.

Dans une seconde étape, on a étudié la production de kaons dans le cadre de l'équation de Boltzmann nucléaire. On a commencé par passer en revue les différentes simulations de cette équation, ensuite on a étudié la sensibilité de la production de kaons aux différentes données du problème. De cette étude, il apparaît que: i) L'incertitude qui existe actuellement sur les sections efficaces élémentaires de production de kaons affecte beaucoup la section efficace totale dans une collision entre ions lourds; ii) La production de kaons sous le seuil est très peu sensible aux effets de champ moyen; iii) Enfin, on n'arrive pas avec un calcul basé sur l'équation de Boltzmann nucléaire à estimer les sections efficaces de production de kaons très en dessous du seuil nucléon-nucléon (près du seuil absolu). Les deux premiers points nous poussent à conclure qu'il est actuellement très difficile de déterminer l'équation d'état avec précision à partir de la production de kaons.

Dans l'étape suivante de notre étude, nous avons étudié la production de kaons dans une extension stochastique de l'équation de Boltzmann, l'équation de Boltzmann-Langevin. On a donné une dérivation succincte de cette équation à partir de la hiérarchie BBGKY puis on a décrit les différentes méthodes numériques développées pour simuler cette équation, toutes ces simulations étant basées sur la projection des fluctuations de la distribution d'impulsions sur ses moments multipolaires. L'application de cette équation aux collisions d'ions lourds montre que de grandes fluctuations apparaissent aux premières étapes de la collision. L'étude de la production de kaons dans le cadre de cette équation nous a révélé que les kaons sont directement corrélés aux fluctuations et que ces dernières, lorsqu'elles sont incorporées dans les équations du mouvement augmentent de façon significative les sections efficaces de production de kaons, surtout dans la gamme d'énergies $E_{\text{Lab}} = 500 - 1000 \text{ MeV/n}$.

Enfin, dans une dernière étape, on a étudié la production de kaons très en dessous du seuil nucléon-nucléon ($E_{\text{Lab}} \leq 300 \text{ MeV/n}$). On a vu qu'un modèle de gaz de Fermi ne donne pas des résultats satisfaisants quand on le compare aux données expérimentales à basses énergies. On a donc développé un modèle basé sur l'hypothèse de production par collisions à deux corps (mécanisme incohérent) et qui utilise les distributions d'impulsions à un corps extraites des simulations EBN et EBL. Avec ce modèle, on a alors pu donner une estimation de la section efficace de production de kaons dans la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ très près du seuil absolu et notre estimation pour la section efficace dans la collision $^{42}\text{Ca} + ^{42}\text{Ca}$ est du même ordre de grandeur que le résultat expérimental de la réf. [45].

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S. Nagamiya et M. Gyulassy, *Advances in Nuclear Physics*, **Vol. 13** (Plenum, New York, 1984) p. 201.
- [2] L. P. Czernai et J. I. Kapusta, *Phys. Rep.* **131** (1986) 223.
- [3] R. Stock, *Phys. Rep.* **135** (1986) 259.
- [4] H. Stöcker et W. Greiner, *Phys. Rep.* **137** (1986) 277.
- [5] R. B. Clare et D. Strottman, *Phys. Rep.* **141** (1986) 177.
- [6] B. Schürmann, W. Zwermann et R. Malfliet, *Phys. Rep.* **147** (1987) 1.
- [7] G. F. Bertsch et S. Das Gupta, *Phys. Rep.* **160** (1988) 189.
- [8] C. Gale, G. F. Bertsch et S. Das Gupta, *Phys. Rev. C* **35** (1987) 1666.
- [9] C. M. Ko et Q. Li, *Phys. Rev. C* **37** (1988) 2270.
- [10] B. Blättel, V. Koch, W. Cassing et U. Mosel, *Phys. Rev. C* **38** (1988) 1767;
B. Blättel, V. Koch, K. Weber, W. Cassing et U. Mosel, *Nucl. Phys. A* **495** (1989) 381c.
- [11] R. Stock et al, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1236.
- [12] G. F. Bertsch, H. Kruse et S. Das Gupta, *Phys. Rev. C* **29** (1984) 673.
- [13] W. Cassing, V. Mettag, U. Mosel et K. Niita, *Phys. Rep.* **188** (1990) 363.
- [14] H. Nifenecker et J. P. Bondorf, *Nucl. Phys. A* **442** (1985) 478.
- [15] G. Batko, W. Cassing, K. Niita et Gy. Wolf, Preprint UGI-90-2 (1990).
- [16] J. Randrup et C. M. Ko, *Nucl. Phys. A* **343** (1980) 519; *Nucl. Phys. A* **411** (1983) 537.
- [17] J. Cugnon et R. M. Lombard, *Phys. Lett. B* **134** (1984) 392; *Nucl. Phys. A* **422** (1984) 635.

- [18] S. Schnetzer, M. C. Lemaire, R. M. Lombard, E. Moeller, S. Nagamiya, G. Shapiro, H. Steiner et I. Tanihata, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 989.
S. schnetzer, Ph.D thesis, Lawrence Berkeley Laboratory.
- [19] F. Asai, H. Sato et M. Sano, Phys. Lett. **B 98** (1981) 19.
- [20] F. Asai, Nucl. Phys. A **365** (1981) 519.
- [21] T. S. Biró, B. Lukács, J. Zimányi et H. W. Barz, Nucl. Phys. A **386** (1982) 617.
- [22] H. J. Pirner et B. Schürmann, Nucl. Phys. A **316** (1979) 461.
- [23] W. Zwermann, B. Schürmann, K. Dietrich et E. Martschew, Phys. Lett. **B 134** (1984) 397.
- [24] H. W. Barz et H. Iwe, Phys. Lett. **B 153** (1985) 217.
H. W. Barz et H. Iwe, Nucl. Phys. A **453** (1986) 728.
- [25] W. Zwermann et B. Schürmann, Nucl. Phys. A **423** (1984) 525.
- [26] B. Schürmann et W. Zwermann, Phys. Lett. **B 183** (1987) 31.
- [27] J. Aichelin et C. M. Ko, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2661.
- [28] G. Welke, R. Malfliet, C. Grégoire, M. Prakash et E. Suraud, Phys. Rev. C **40** (1989) 2611.
- [29] S. Ayik et C. Grégoire, Phys. Lett. **B 212** (1988) 269, and Nucl. Phys. A **513** (1990) 187.
- [30] L. Nordheim, Proc. R. Soc. London **A119** (1928) 689.
- [31] E. A. Uehling et G. E. Uhlenbeck, Phys. Rev. **43** (1933) 552
- [32] J. Cugnon, T. Mizutani et J. Vandermeulen, Nucl. Phys. A **352** (1981) 505.
- [33] K. Chen, Z. Fraenkel, G. Friedländer, J. R. Grover, J. M. Miller et Y. Chimamoto, Phys. Rev. **166** (1968) 949.
- [34] J. Aichelin et G. F. Bertsch, Phys. Rev. C **31** (1985) 1730.
- [35] H. Kruse, B. Jacak et H. Stöcker, Phys. Lett. **54** (1985) 289.

- [36] C. Grégoire, B. Rémaud, F. Sébille, L. Vinet et Y. Raffray, Nucl. Phys. A **465** (1987) 317.
- [37] W. Botermans et R. Malfliet, Phys. Lett. **B171** (1986) 22.
- [38] W. Botermans et R. Malfliet, Phys. Rep. **198** (1990) 115 et références citées dedans.
- [39] W. Cassing, G. Batko, U. Mosel, K. Niita, O. Schult et Gy. Wolf, Phys. Lett. **B 238** (1990) 25.
- [40] M. Bixon et R. Zwanzig, Phys. Rev. **187** (1969) 267.
- [41] H. Risken, The Fokker-Planck Equation, Springer, Berlin (1984).
- [42] Y. Abe, C. Grégoire et H. Delagrange, J. de Physique (Paris), C4, **47** (1986) 3.
- [43] P. Fröbrich et S. Y. Xu, Nucl. Phys. A **477** (1988) 143.
- [44] P. G. Reinhard, E. Suraud et S. Ayik, Ann. of Phys **213** (1992) 204
- [45] J. Julien, D. Lebrun, A Mougeot, P. de Saintignon, A. Alamanos, Y. Cassagnou, C. LeBrun, J. Lecolley, R. Legrain et G. Perrin, Phys. Lett. **B 264** (1991) 269.
- [46] W. Cassing, A. Lang, S. Teis et K. Weber, Nucl. Phys. A**545** (1992) 123c.

L'étude de la production de kaons sous le seuil dans les collisions d'ions lourds est d'un grand intérêt. Elle peut-être reliée à l'évolution en temps de la densité nucléaire durant la collision qui en retour, pourrait donner des informations sur l'équation d'état de la matière nucléaire à hautes densités et/ou températures. Cette étude peut d'un autre coté aider à comprendre les mécanismes de production de particules sous le seuil. Dans une première étape de notre étude, nous avons passé en revue quelques uns des modèles développés pour l'étude de la production de kaons ainsi que les différentes paramétrisations des sections efficaces élémentaires de production de kaons. Dans la seconde partie, on a étudié la production de kaons dans le cadre de l'équation de Boltzmann nucléaire. Cette étude montre que la production de kaons est très sensible aux sections efficaces élémentaires mais pas suffisamment au potentiel moyen pour déterminer avec précision l'équation d'état. On a ensuite étudié la production de kaons dans le cadre de l'équation de Boltzmann-Langevin. Cette approche va au delà de la description moyenne donnée par l'équation de Boltzmann nucléaire en incorporant les fluctuations dues aux corrélations d'ordres supérieurs. On a développé pour simuler cette équation une méthode originale basée sur la projection des fluctuations sur les moments multipolaires de la fonction de distribution. Cette étude montre que de grandes fluctuations apparaissent dans les premières étapes de la collision. Elle montre aussi que les fluctuations, lorsqu'elles sont incorporées dans les équations du mouvement, augmentent de manière importante la production de kaons. Dans la dernière partie, on a développé un modèle basé sur les résultats des simulations des équations de Boltzmann et Boltzmann-Langevin pour étudier la production de kaons très en dessous du seuil nucléon-nucléon. Ce modèle permet d'évaluer la section efficace de production de kaons à des énergies aussi basses que 100 MeV/n où un calcul direct est très difficile avec les moyens actuels de calcul. Nos résultats pour le système Ca + Ca sont en très bon accord avec les données expérimentales.

Kaon production in heavy-ion collisions at bombarding energies below the nucleon-nucleon threshold is highly interesting. It can be related to the time evolution of the nuclear density during the collision which, in turn, could provide information on the Equation of State (EOS) of the nuclear matter at high densities and/or high temperatures. It could also help elucidating the question of whether subthreshold kaon production is a collective process or can still be explained by elementary baryon-baryon processes. In a first step, we give a review of models used for studying kaon production and we discuss the different parametrizations of the elementary kaon production cross-sections. In the second step, we study kaon production in the framework of the nuclear Boltzmann equation. This study shows that kaon production is very sensitive to the elementary cross-sections but not sufficiently to the mean field to determine accurately the EOS. We have then studied kaon production in the framework of the Boltzmann-Langevin equation. This approach goes beyond the average description of the Boltzmann equation by incorporating fluctuations due to high order correlations. To simulate this equation, we have developed an original method based on the projection of fluctuations on multipole moments of the momentum distribution. This study shows that large fluctuations appear in the early stages of the collision. It also shows that fluctuations, when incorporated into the equation of motion, substantially increase the kaon production cross-sections. In the last part, we have developed a model based on the results of the simulations of Boltzmann and Boltzmann-Langevin approaches to study kaon production far below the threshold. This model allows to evaluate kaon production cross-sections at energies as low as 100 MeV/n. Our results for the Ca + Ca collision are in good agreement with experimental data.

Mots Clés :

Production de kaons
Champ moyen
Section efficace

Equation de Boltzmann Nucléaire
Equation de Boltzmann-Langevin
Modèle Gaussien

Key Words :

Kaon production
Mean field
Cross-section

Nuclear Boltzmann equation
Boltzmann-Langevin equation
Gaussian model